THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

Le Grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES

par

Richard CANAVELIS
Ingénieur E.C.P.
Licencié ès Sciences
Ingénieur à la Direction des Etudes et Recherches
d'Electricité de France

1re THÈSE : **Contribution à l'étude de l'érosion de cavitation dans les turbomachines hydrauliques**

2e THÈSE : **Proposition donnée par la Faculté**
Hydroélasticité

Soutenues le 20 juin 1966, devant la Commission d'examen

MM. FORTIER — Président
SIESTRUNK, VICHNIEVSKY, HUG — Examinateurs

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

Le Grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES

par

Richard CANAVELIS

Ingénieur E.C.P.
Licencié ès Sciences
Ingénieur à la Direction des Etudes et Recherches
d'Electricité de France

1re THÈSE : **Contribution à l'étude de l'érosion de cavitation dans les turbomachines hydrauliques**

2e THÈSE : **Proposition donnée par la Faculté**
Hydroélasticité

Soutenues le 20 juin 1966, devant la Commission d'examen

MM. FORTIER — Président

SIESTRUNK
VICHNIEVSKY
HUG — Examinateurs

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Professeurs

Le Doyen
M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie & histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie & cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantique & relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique & structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie & cristallographie
	J.P. MATHIEU	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
MM.	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
M.	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
MM.	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
Mme	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologie
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire & radio-activité
M.	BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche s/Mer
MM.	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	HERVE	T Théories physiques
		T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire & radio-activité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale & appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P.
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZENBERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAYARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

UNIVERSITÉ DE PARIS – FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Professeurs

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité & physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale & sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
MM.	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABOEUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique & atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie S.P.C.N.
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie C.P.E.M.
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire C.P.E.M.
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique C.P.E.M.
MM.	BIZOT J.C.	Physique M.P.C.
	GUIRAUD J.P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

UNIV. LEIDEN BIBL.

A mes Parents,

A ma Femme.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544323_0007

AVANT-PROPOS

Les travaux présentés dans cette étude ont été effectués à la Station d'Essais de Turbines du Centre de Recherches et d'Essais de Chatou d'Electricité de France du 1er octobre 1962 au 1er octobre 1964.

Je suis heureux d'exprimer ici ma reconnaissance à Electricité de France en la personne de Monsieur HUG, Directeur Adjoint des Etudes et Recherches, qui a bien voulu me faire l'honneur de me confier cette étude et de siéger à la Commission d'Examen.

Je tiens à présenter mes plus sincères remerciements à Monsieur HERMANT, Chef du Département "Essais", qui m'a permis de réaliser ces travaux grâce aux installations et aux moyens techniques de la Station de Turbines.

Je veux aussi exprimer toute ma gratitude à Monsieur CHEVALIER, Chef de la Division "Essais de Turbines", dont la collaboration directe et l'intérêt constant ont été pour moi les auxiliaires les plus précieux.

En remerciant Monsieur le Professeur FORTIER pour l'honneur qu'il me fait de présider la Commission d'Examen et pour m'avoir permis de réaliser cette étude dans le cadre de l'Université de Paris, je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Je tiens également à présenter mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur SIESTRUNCK ainsi qu'à Monsieur le Professeur VICHNIEVSKY, qui ont bien voulu accepter de me faire l'honneur de siéger à la Commission d'examen.

Je remercie enfin, Monsieur HUGUENIN, Professeur à l'E.N.A.M. -qui a mis aimablement son laboratoire à notre disposition- les Ingénieurs du C.R.E.C., en particulier Messieurs RATA, VERCASSON, PLICHON et NAHAS pour leur aide précieuse, ainsi que tout le personnel de la Station d'Essais de Turbines pour sa gentillesse et sa grande compétence.

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 15

PREMIÈRE PARTIE - ÉTUDE THÉORIQUE DE L'ÉCRASEMENT DES BULLES DE CAVITATION

CHAPITRE I - GÉNÉRALITÉS 19

A - Définition de la cavitation 19

1/ Les noyaux gazeux microscopiques 19

2/ Cavitation de gaz et cavitation de vapeur 19

3/ Ebullition et cavitation 19

B - Apparition de la cavitation 20

1/ Pression critique de début de cavitation 21

2/ Localisation de la cavitation 21

C - Développement de la cavitation 21

1/ Cavitation par bulles isolées 21

2/ Cavitation par cavités quasi-permanentes 22

3/ Paramètres caractéristiques 23

a) coefficient de cavitation 23

b) critère thermique de cavitation 24

CHAPITRE II - ÉCRASEMENT ISOTHERME D'UNE BULLE DANS UN LIQUIDE PARFAIT AU REPOS 27

A - Disparition d'un vide sphérique dans un liquide 27

1/ Equations d'un mouvement à symétrie sphérique 28

2/ Etude de la vitesse de disparition 29

Pages

3/ Etude des pressions 29

4/ Considérations énergétiques 32

5/ Considérations de similitude..... 32

B - Ecrasement d'une bulle de vapeur à paroi tendue..... 33

1/ Cas simplifié 33

a) Considérations de similitude..... 33
b) Etude de la vitesse d'écrasement 33
c) Etude des pressions..... 35

2/ Variations de la tension superficielle 36

a) Influence de la courbure..... 36
b) Effet des impuretés..... 37

3/ Variations de la tension de vapeur..... 37

a) Influence de la courbure..... 37
b) Influence de la vitesse de vaporisation 39

C - Ecrasement des bulles contenant de l'air..... 42

1/ Cas simplifié (sans diffusion)..... 42

a) Considérations de similitude..... 43
b) Choix des paramètres..... 43
c) Vitesse de contraction..... 43
d) Etude des pressions 45
e) Vibration sphérique des bulles..... 45

2/ Diffusion gazeuse à travers la paroi de la bulle..... 45

a) Diffusion à travers l'interface 47
b) Diffusion dans le liquide..... 48
c) Etude du mouvement 48

Conclusion partielle 51

CHAPITRE III - ÉCRASEMENT D'UNE BULLE DANS UN FLUIDE RÉEL AU REPOS 53

A - Influence de la viscosité du liquide 53

1/ Hypothèses..... 53

2/ Equations du mouvement 54

3/ Répartition des pressions 55

4/ Application à un cas particulier 55

a) pour une bulle de vapeur 56
b) pour une bulle contenant de l'air..... 58

Pages

B - Influence de la compressibilité du liquide 58
1/ Hypothèses 58
2/ Equations du mouvement 59
3/ Application à un cas particulier 60

Annexe de calcul 61

C - Thermodynamique des bulles 64
1/ Equations du mouvement 64
2/ Echanges thermiques 65
a) Echanges internes 67
b) Diffusion thermique dans le liquide 67
3/ Application à un cas particulier 70

Annexe de calcul 71

Conclusion partielle 74

CHAPITRE IV - ÉCRASEMENT DES BULLES DE CAVITATION DANS UN ÉCOULEMENT 75

A - Influence des paramètres de l'écoulement 75
1/ Influence de la vitesse 76
2/ Influence de la pression 79
3/ Influence des dimensions géométriques 79
4/ Discussion des formules 80

B - Déformation des bulles 81
1/ Instabilité de Taylor 81
2/ Instabilité d'Helmholtz 81
3/ Influence des gradients de pression 81
4/ Influence des parois 83

Conclusion partielle 84

Conclusion de la première partie 85

Bibliographie de la première partie 87

DEUXIÈME PARTIE - ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉROSION DE CAVITATION

CHAPITRE I - RECENSEMENT ET EXAMEN CRITIQUE DES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES D'ÉTUDE DE L'ÉROSION 91

Pages

A - La production d'un état d'érosion par cavitation 91

1/ Recensement des méthodes expérimentales 91

a) Les méthodes statiques 91

1 - Le tunnel hydrodynamique de cavitation..... 91

- Principe de la méthode..... 91
- Caractéristiques constructives 91
- Expériences d'érosion..... 94

2 - La cavitation par ultrasons..... 95

- Principe de la méthode..... 95
- Appareillage..... 95
- Expériences d'érosion..... 96

b) Les méthodes dynamiques 96

1 - Erosion sur modèles de turbines..... 96

- Principe de la méthode..... 96
- Construction de l'installation..... 96
- Expériences d'érosion..... 96

2 - Erosion sur la surface d'un disque immergé..... 96

- Principe de la méthode..... 96
- Appareillage..... 96

3 - Erosion à la périphérie d'un disque immergé..... 96

- Principe de la méthode..... 96
- Appareillage et fonctionnement..... 97

4 - Disque tournant devant un jet..... 99

- Principe de la méthode..... 99
- Appareillage et fonctionnement..... 99

5 - Appareil magnétostrictif..... 100

- Principe de la méthode..... 100
- Appareillage et fonctionnement..... 100

2/ Examen critique des différentes méthodes 100

a) La signification des résultats..... 100

1 - Tunnel hydrodynamique et machines tournantes immergées.. 100

2 - Cavitation par ultrasons 101

3 - Essais au vibrateur magnétostrictif 101

4 - Erosion dans un jet..... 102

b) Avantages et inconvénients pratiques 103

1 - Le tunnel hydrodynamique de cavitation..... 103

2 - Cavitation par ultrasons 104

3 - Modèle de turbine 104

Pages

4 - Disques tournants 104

5 - Vibrateur magnétostrictif 104

B - La mesure de l'érosion de cavitation 105

1/ Recensement des méthodes de mesure 105

a) Mesure de la perte massique 105
b) Mesure de la perte volumique 105
c) Mesure de la profondeur d'érosion 105
d) Mesure d'un rayonnement 105
e) Méthode des jauges résistantes 105

2/ Examen critique des différentes méthodes 106

a) Mesure de la perte massique 106
b) Mesure de la perte volumique 106
c) Mesure de la profondeur d'érosion 106
d) Mesure d'un rayonnement 106
e) Méthode des jauges résistantes 106

Conclusion partielle : Choix d'une méthode 107

CHAPITRE II - ESSAIS D'ÉROSION AU TUNNEL HYDRODYNAMIQUE 109

A - Description de l'installation 109

1/ Le circuit hydraulique 109

2/ Les éprouvettes 109

3/ Dispositif de mesure 111

B - Conduite des essais 112

1/ Types d'essais 112

2/ Résultats des essais 112

a) Influence du temps 112
b) Influence de la vitesse 114
c) Influence de la pression 115

C - Discussion des résultats 116

Conclusion partielle 119

CHAPITRE III - ESSAIS D'ÉROSION PAR CHOC DIRECT 121

A - Principales caractéristiques de la méthode 121

1/ Description de la méthode 121

a) Principe 121
b) Appareillage 121

Pages

2/ Examen de la méthode 123

a) Mécanisme de destruction 123
b) Relation avec l'érosion de cavitation 124

B - Influence de certains facteurs physiques 125

1/ Influence du temps d'érosion 125

a) Période d'incubation 125
b) Période de faible intensité d'érosion 128
c) Période de forte intensité d'érosion 130
d) Période de stabilisation 130

2/ Influence du taux et de la fréquence des contraintes 130

a) Influence du taux des contraintes 132
b) Influence de la fréquence des contraintes 132
c) Synthèse 133

3/ Influence des propriétés physiques du liquide 134

a) Emploi d'une huile fluide 134
b) Influence de la température de l'eau 136

C - Discussion des résultats 137

1/ Influence du temps d'érosion 137

2/ Influence de l'intensité et de la fréquence des chocs 137

a) Comparaison avec la vitesse d'écoulement 137
b) Notion de jet équivalent 138
c) Ecrasement des bulles 139
d) Etude de la résistance des matériaux 140

3/ Influence des propriétés physiques du liquide 141

a) Rôle des porosités 141
b) Rôle de la température 141

Conclusion partielle 141

Conclusion de la seconde partie 143

Bibliographie de la seconde partie 143

TROISIÈME PARTIE - SYNTHÈSE DES RÉSULTATS

CHAPITRE I - MÉCANISME DE L'ÉROSION DE CAVITATION 149

A - Théorie mécanique de l'érosion 149

1/ Conséquences de l'étude théorique 149

2/ Conséquences de l'étude expérimentale 151

Pages

B - Autres théories 151
1/ Théorie chimique et thermochimique 151
2/ Théorie électro-chimique 151

CHAPITRE II - PRÉVISION DE L'ÉROSION 153

A - Etude des facteurs physiques influençant l'érosion 153
1/ Conditions d'écoulement 153
a) Influence de la vitesse 153
b) Influence de la pression 153
c) Influence des dimensions géométriques 153
2/ Nature du liquide 155
a) Tension de vapeur 155
b) Tension superficielle 155
c) Viscosité 155
d) Densité 155
e) Compressibilité 155
f) Teneur en air du liquide 155
g) Température du liquide 156
h) Nature chimique du liquide 156
3/ Nature du matériau 156
a) Propriétés mécaniques 156
b) Propriétés physico-chimiques 156

B - Méthode de prévision 157
1/ Essai sur modèle réduit 157
2/ Essai de cavitation accélérée 157

C - Essais d'érosion sur modèle réduit 158
1/ Installation 158
a) La plate-forme d'essais 158
b) Méthode de mesure 159
2/ Marche des essais 159
a) Observations 160
b) Résultats 162

Conclusion de la troisième partie 163

Bibliographie de la troisième partie 163

Conclusion générale 165

INTRODUCTION

Au début du siècle, on avait déjà remarqué que des érosions importantes accompagnées de vibrations et de bruits pouvaient se manifester sur certains organes de machines ou d'installations hydrauliques : turbines de haute chute, hélices de navires, parois de venturi etc... Le lien existant entre ces constatations et le phénomène de cavitation devint clair lorsqu'en 1917 Lord Rayleigh publia une étude intitulée : "Les pressions créées dans un liquide par la disparition d'une cavité sphérique".

Les nombreuses références citées dans cet ouvrage montrent que depuis lors, une littérature aussi abondante que diverse n'a cessé de fleurir sur le sujet. Ce grand nombre d'articles scientifiques suffit à prouver la multitude des problèmes soulevés.

Tout d'abord, les dégâts causés par la cavitation n'ont cessé de préoccuper les utilisateurs qui doivent faire face à une immobilisation de matériel économiquement préjudiciable. En outre, l'apparition de machines modernes toujours plus rapides fonctionnant sous des pressions relativement basses n'a fait qu'augmenter l'acuité du problème. Enfin, les techniques nouvelles de pompage d'eau surchauffée, de métaux, de carburants et de gaz liquifiés, ont élargi les domaines possibles d'apparition de cavitation.

Nous devons constater que les études théoriques ou expérimentales entreprises jusqu'à ce jour, n'ont apporté aucune explication exhaustive du mécanisme de l'érosion. Aujourd'hui encore, des controverses subsistent sur les processus fondamentaux mis en cause. L'étude que nous présentons s'est donc attachée à mettre en évidence à travers une étude théorique d'une part et expérimentale d'autre part, divers aspects du phénomène montrant l'action mécanique des bulles de cavitation et les liens étroits existant entre l'énergie qu'elles libèrent et l'érosion observée.

L'ignorance partielle du mécanisme de l'érosion de cavitation et des lois qui la régissent entraîne en outre notre impuissance à prévoir de façon précise les dégâts que peut subir une installation dans certaines conditions de fonctionnement. Aussi avons-nous étudié l'influence de certains facteurs physiques sur le développement de l'érosion et tenté d'en dégager certaines lois générales qui puissent servir de base à une méthode prévisionnelle.

Mentionnons enfin l'existence de problèmes plus pratiques, dans le détail desquels nous n'entrerons pas, et qui font l'objet d'incessantes recherches, tels que le choix d'alliages présentant une résistance suffisante à l'attaque de la cavitation ainsi que la mise au point de méthodes spéciales de protection.

Ces remarques justifient l'intérêt que les chercheurs peuvent porter aux problèmes posés par l'érosion de cavitation et expliquent notre désir d'apporter une contribution, si modeste soit-elle, à l'avancement des connaissances en cette matière.

PREMIÈRE PARTIE
ÉTUDE THÉORIQUE DE L'ÉCRASEMENT DES BULLES DE CAVITATION

Chapitre I

GÉNÉRALITÉS

Après avoir défini la nature nucléique de la cavitation et les conditions générales de son apparition, ce qui justifiera la constitution des bulles de cavitation ultérieurement choisie, nous insisterons sur les deux formes essentielles de son développement : bulles isolées et cavités quasi-permanentes, chacune de ces figures créant des conditions particulières d'écrasement des bulles de cavitation. Nous préciserons donc ici le lien étroit existant entre les bulles et l'érosion produite lors de leur écrasement dans une zone de forte pression.

A - DÉFINITION DE LA CAVITATION

La définition la plus générale que l'on puisse donner de la cavitation est : la formation de cavités macroscopiques dans un liquide à partir de noyaux gazeux microscopiques.

1/ Les noyaux gazeux microscopiques

L'importance des noyaux gazeux dans l'apparition de la cavitation n'est plus à démontrer et l'on sait que, sans eux, il faudrait appliquer au liquide des contraintes locales du même ordre de grandeur que les forces de liaison moléculaire (plusieurs milliers de kg/cm^2 dans le cas de l'eau) - [1] [2] [3] [4] [5] [6] [7].

Dans les installations hydrauliques, l'eau ordinairement employée, si propre soit-elle, contient toujours des noyaux gazeux microscopiques. Les uns sont accrochés à des particules solides hydrophobiques entraînées par l'écoulement, les autres sont piégés dans des infractuosités des parois. Comment ces noyaux peuvent-ils grossir ?

2/ Cavitation de gaz et cavitation de vapeur

De tels noyaux contiennent soit de la vapeur d'eau, soit des gaz non dissous dans l'eau, soit les deux à la fois. Deux processus peuvent donc contribuer à leur développement : soit une lente diffusion des gaz dissous de l'eau vers l'intérieur du noyau (c'est le phénomène de dégazage), soit un passage spontané d'une certaine quantité de liquide à l'état de vapeur (c'est le phénomène de vaporisation). A ces deux cas correspondent deux types de cavitation : la cavitation de gaz et la cavitation de vapeur. Nous ne considérerons par la suite que le cas le plus important de la cavitation de vapeur sans oublier pour autant le rôle possible de la diffusion gazeuse lors du grossissement initial des noyaux. [6] [7].

3/ Ebullition et cavitation

Le phénomène de vaporisation peut lui-même résulter : soit d'un apport de chaleur à pression constante, soit d'une diminution de pression à température constante. L'usage veut que l'on réserve le terme d'ébullition au premier cas et de cavitation au second ;

ce qui n'exclut pas que les transferts de chaleur à travers la paroi des noyaux puissent jouer dans les deux cas un rôle important.

D'après ces définitions, on peut dire que la cavitation apparaît dans un écoulement à chaque fois que la pression en un point du liquide atteint une valeur critique suffisamment basse permettant le grossissement par vaporisation des noyaux gazeux existants.

B - APPARITION DE LA CAVITATION

1/ Pression critique de début de cavitation

Déterminer le seuil d'apparition de la cavitation revient donc à déterminer la valeur de la pression critique P_c du liquide nécessaire à la vaporisation des noyaux.

L'équation d'équilibre statique de ces noyaux s'écrit :

$$P_L = P_a + P_v - \frac{2A}{R} \qquad (11\text{-}1)$$

P_L : pression dans le liquide

P_a : pression partielle des gaz autres que la vapeur d'eau contenus dans le noyau (généralement de l'air)

P_v : tension de vapeur à la température de l'expérience

A : tension superficielle

R : rayon du noyau.

Dans le cas d'une transformation isotherme, en l'absence de diffusion gazeuse, on peut poser :

$$P_v = \text{constante}$$

$$P_a = \frac{K}{R^3} \text{ où K est une constante} \qquad (11\text{-}2)$$

L'équation d'équilibre devient alors :

$$P_L = P_v + \frac{K}{R^3} - \frac{2A}{R} \qquad (11\text{-}3)$$

A chaque valeur de K correspond une courbe d'équilibre représentée sur la figure 1. Chaque courbe présente un minimum correspondant à une valeur R_c du rayon et P_c de la pression. On démontre aisément que la branche de gauche correspond à un équilibre stable et celle de droite à un équilibre instable des noyaux. Ainsi, lorsqu'un noyau entraîné par un écoulement traverse des zones de pression décroissante, un point représentatif décrit la branche de courbe AC tracée en trait gras sur la figure 1. En C, le noyau croît brusquement par instabilité, ce qui détermine le début de cavitation. La pression et le noyau critiques correspondants sont liés par la relation :

$$P_c = P_v - \frac{4A}{3R_c} \qquad (11\text{-}4)$$

Cette relation démontre que la pression critique de début de cavitation est toujours inférieure à la tension de vapeur.

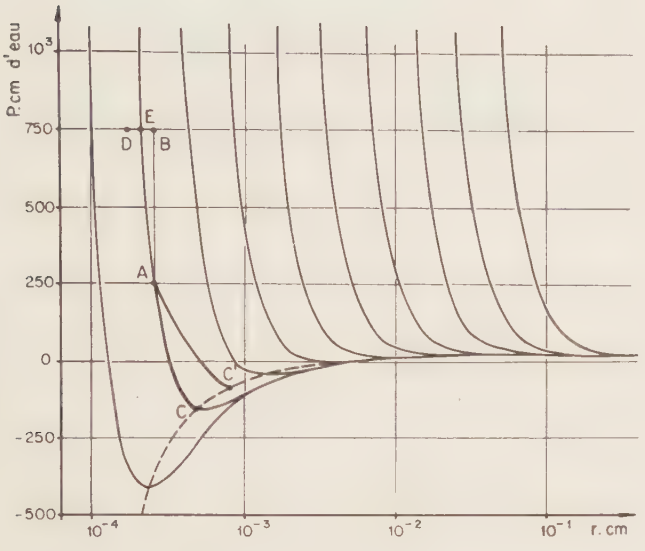


Figure 1 : Courbes d'équilibre des noyaux gazeux

On a tracé en pointillé sur la figure 1 la courbe (C) correspondant aux différentes valeurs critiques possibles. Ainsi, dans le cas plus général et plus réaliste où le noyau peut grossir lentement par diffusion gazeuse avant d'exploser brusquement, son évolution se trouve représentée par la branche de courbe AC'. L'écart CC' dépend de l'importance du dégazage, donc du temps de passage des noyaux dans la zone de basse pression. Le développement d'un noyau obéit alors en outre à l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U}\,\overrightarrow{\text{grad}}\ C = D.\Delta C \qquad (11\text{-}5)$$

C : concentration de l'eau en air dissous

D : coefficient de diffusion de l'air dans l'eau

$U = \frac{dR}{dt}$: vitesse de grossissement du noyau.

2/ Localisation de la cavitation

De ce qui précède, il découle que la cavitation apparaît dans un écoulement aux points de pression minimale. Plusieurs cas peuvent se présenter. Dans le cas d'un écoulement laminaire irrotationnel, la pression est minimale dans la couche limite laminaire contre la paroi où l'obstacle considéré. On peut alors aisément étudier la répartition des pressions par la théorie [4] [8].

Dans le cas d'un écoulement turbulent, la cavitation doit prendre naissance à une faible distance de la paroi, là où la couche limite présente le maximum de turbulence et par conséquent où des fluctuations de pression importantes peuvent se manifester [9].

Dans le cas d'un décollement de couche limite, d'un sillage, etc., la cavitation débute au centre des tourbillons créés par l'écoulement [11].

C - DÉVELOPPEMENT DE LA CAVITATION

1/ Cavitation par bulles isolées

Dans les premiers types d'écoulement, où la couche limite ne s'est pas décollée avant l'apparition de la cavitation, les noyaux gazeux de rayon suffisamment grand qui traversent la zone de basse pression grossissent à l'état de bulles microscopiques. Ces dernières continuent à être entraînées par le courant vers des zones de plus forte pression où elles se contractent à nouveau. Dans un tel mécanisme, l'évolution de chaque bulle se trouve limitée par le temps de passage plus ou moins rapide dans la zone de basse pression. De plus, chaque bulle garde son individualité tout au long de son développement bien que le grand nombre de cavités puisse donner, à la portion d'écoulement considérée, l'aspect d'un nuage uniforme.

L'écrasement final d'une bulle sous l'effet de la pression extérieure croissante se traduit par une convergence des parois de la bulle vers son centre. C'est ce mouvement rapide de contraction qui peut libérer une grande énergie sous forme d'onde de choc ou d'énergie cinétique du liquide. Pour qu'une érosion s'ensuive, il faut que le phénomène se produise contre ou très près d'une paroi. On conçoit donc que, parmi toutes les bulles qui naissent dans la couche limite, seul un faible pourcentage pourra causer des dégâts.

L'évolution de telles bulles est schématisée sur la figure 2.

2/ Cavitation par cavités quasi permanentes

Lorsque la couche limite s'est décollée, des tourbillons apparaissent au centre desquels un nouveau type de cavitation peut naître si la pression s'y avère suffisamment basse. La cavité qui se forme grossit jusqu'à prendre l'aspect d'une grosse poche gazeuse dont la position ne varie plus en moyenne. Deux cas principaux sont à envisager selon que les lignes de courant présentent ou non un second point d'arrêt sur les frontières de l'écoulement [13].

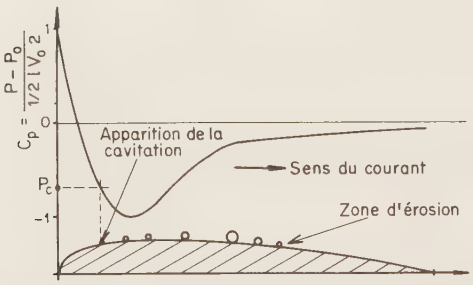


Figure 2 : Cavitation par bulles isolées

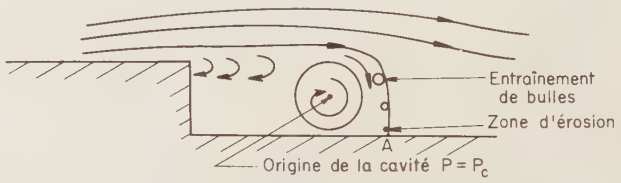


Figure 3 : Cavité quasi-permanente avec point d'arrêt

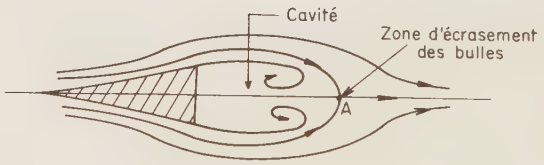


Figure 4 : Supercavitation

Le premier cas est représenté sur la figure 3. Ce type de cavité subit généralement des oscillations périodiques correspondant à une phase de remplissage par un contre-courant qui la fait éclater, suivi d'une nouvelle expansion [14]. La turbulence existant aux frontières de la cavité principale favorise l'entraînement de petites bulles individuelles vers le point d'arrêt A. La pression relativement élevée qui règne en ce point provoque alors leur écrasement dans le voisinage immédiat de la paroi.

Le second type de cavité envisagé correspond à un déplacement du point d'arrêt A au sein de l'écoulement, en aval d'un obstacle. La figure 4 montre alors qu'il ne peut y avoir d'érosion, les bulles venant s'écraser à une distance trop grande de la paroi. Ce cas caractérise les écoulements supercavitants.

3/ Paramètres caractéristiques

a) Coefficient de cavitation

Lorsque l'on assimile la pression critique P_c d'apparition de cavitation à la tension de vapeur, le début de cavitation dans un écoulement se trouve caractérisé par une certaine valeur critique σ_c du coefficient σ défini par :

$$\sigma = \frac{P - P_v}{\rho \frac{V^2}{2}} \quad \text{appelé nombre de Leroux} \qquad (11\text{-}6)$$

P : pression de référence du liquide

V : vitesse de référence du liquide

P_v : tension de vapeur

ρ : masse spécifique du liquide

Dans le cas des turbomachines, on remplace les termes P et V par des grandeurs directement liées à la structure de l'installation. On obtient alors un coefficient équivalent appelé coefficient de Thoma :

$$\sigma = \frac{\frac{P_a}{\varpi} - H_a - \frac{P_v}{\varpi}}{H} = \frac{\Delta h}{H} \qquad (11\text{-}7)$$

P_a : pression absolue sur la surface libre d'aspiration (pompes) ou de refoulement (turbines)

H_a : hauteur géométrique d'aspiration

H : hauteur nette de la machine

ϖ : poids spécifique du liquide.

Le nombre σ est plus généralement appelé coefficient de cavitation. Il traduit le rapport du surplus de pression statique s'opposant à l'apparition de la cavitation, à la dépression dynamique la favorisant. L'écoulement est donc exempt de cavitation pour $\sigma > \sigma_c$. Au contraire, la cavitation est d'autant plus développée que la valeur de σ est inférieure à σ_c.

Rappelons que l'approximation faite dans l'estimation de P_c, s'avère justifiable dans les installations industrielles où l'eau se trouve peuplée de noyaux relativement gros et où l'on a par conséquent $P_c \# P_v$ (voir formule 11-4).

Une valeur commune de σ_c dans deux écoulements traduit la similitude d'apparition de cavitation. Mais lorsque la cavitation est établie, la même loi de similitude ne s'applique plus. Considérons en effet deux écoulements cavitants présentant un début de cavitation pour une même valeur σ_c de σ. Ils sont semblables quant à l'apparition de cavitation. Mais lorsque celle-ci se développe de telle sorte que σ atteigne une valeur commune $\sigma_1 < \sigma_c$ dans les deux écoulements, les figures de cavitation observées ne sont généralement plus semblables. A la suite d'expériences faites sur une petite pompe hélice, Tenot a proposé la relation de similitude suivante [15] :

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_c}{\sigma_2 - \sigma_c} = \frac{H_2}{H_1} \qquad (11\text{-}8)$$

où σ_1 et σ_2 correspondent respectivement à des points de fonctionnement pour des hauteurs nettes H_1 et H_2.

La formule (11-7) permet d'écrire :

$$\sigma_c = \frac{\Delta h_{ci}}{H_1} = \frac{\Delta h_{c2}}{H_2}$$

$$\sigma_1 = \frac{\Delta h_1}{H_1} \quad ; \quad \sigma_2 = \frac{\Delta h_2}{H_2}$$

La relation (11-8) entraîne alors :

$$\Delta h_1 - \Delta h_{c1} = \Delta h_2 - \Delta h_{c2}$$

Ce qui montre que des figures semblables de cavitation, c'est-à-dire un même état de développement, devraient correspondre à un même écart de pression par rapport à la pression statique caractérisant le début de cavitation.

b) Critère thermique de cavitation

Le développement de la cavitation peut également être caractérisé par le critère thermique de Stepanoff qui représente le rapport du volume de vapeur au volume de liquide par unité de masse du liquide. Ce nombre s'écrit :

$$\beta = \frac{V_u}{V_l} = \frac{V_v}{V_l} \frac{\Delta h_f}{L}$$

V_u : volume de vapeur produit par unité de masse de liquide

V_l : volume spécifique du liquide

V_v : volume spécifique de la vapeur

L : chaleur latente de vaporisation

Δh_f : variation d'enthalpie du liquide correspondant à une dépression Δp.

La quantité Δh_f correspond à la chaleur $C_l \Delta T$ cédée par le liquide environnant, ou encore à la chaleur $r_v L$ absorbée par la vaporisation.

ΔT : variation de température correspondant à une variation Δp de la pression de saturation

C_l : chaleur spécifique du liquide

r_v : fraction de liquide vaporisée par unité de masse de liquide.

Le nombre β traduit qu'une certaine quantité de chaleur doit être disponible pour la vaporisation. Cette quantité de chaleur est prélevée sur l'enthalpie du liquide intéressé par les échanges thermiques, ce qui laisse supposer que les volumes V_u et V_l se renouvellent parallèlement et qu'un équilibre thermique s'établit. En fait, seule une fraction du liquide traversant la zone en dépression participe aux échanges thermiques ; en raison de la vitesse de passage, le liquide peut rester en partie dans un état de surchauffe.

On voit qu'à un développement donné de la cavitation correspond une certaine valeur de B. De plus, pour un liquide donné et une température déterminée, la relation :

$$B = \text{constante}$$

se résume à :

$$\Delta h_f = \text{constante, soit finalement : } \Delta p = \text{constante.}$$

On rejoint donc dans ce cas particulier les résultats de Tenot.

Ces généralités sur la cavitation nous permettent de comprendre le rôle joué par les bulles dans le développement du phénomène. Connaissant, en outre, les conditions de leur apparition et de leur écrasement ainsi que leur localisation dans un écoulement, nous jugerons plus aisément par la suite de l'importance des hypothèses simplificatrices que nous devrons faire.

Chapitre II

ÉCRASEMENT ISOTHERME D'UNE BULLE DANS UN LIQUIDE PARFAIT AU REPOS

Nous reprenons tout d'abord le modèle simplifié d'un vide sphérique proposé par Lord Rayleigh, esquisse à laquelle nous ajouterons divers raffinements successifs prenant en compte les différents facteurs physiques négligés par cet auteur afin d'en préciser l'incidence sur les vitesses et pressions mises en jeu.

L'examen des bulles de vapeur nous permettra ensuite de prolonger les études existantes en étudiant l'influence de la courbure sur la tension superficielle et la tension de vapeur, et en proposant une méthode de calcul tenant compte de l'équilibre thermodynamique de la vapeur qu'impose une vitesse finie de vaporisation. Nous dégageons outre cette étude un paramètre de similitude caractérisant le mouvement des bulles.

L'examen des bulles contenant de l'air nous conduira enfin à compléter l'étude couramment faite d'écrasements de bulles sans diffusion, par un calcul permettant d'estimer l'influence de cette dernière. Nous trouverons là aussi deux paramètres de similitude.

HYPOTHÈSES

L'étude théorique du comportement d'une bulle au sein d'un liquide resterait d'un intérêt limité si elle ne faisait que satisfaire une simple curiosité mathématique. Si, à la suite de nombreux auteurs, nous reprenons le problème, c'est que la solution permet d'éclairer davantage le mécanisme de l'érosion de cavitation.

Nous étudierons dans ce qui suit le comportement d'une bulle isolée, amorçant un mouvement d'écrasement à partir d'un certain rayon initial. Cette simplification comporte deux remarques : d'abord, nous faisons abstraction de la période de grossissement de la bulle et par conséquent des facteurs qui pourraient influencer ce grossissement ; ensuite, nous éliminons du problème les influences réciproques des bulles entre elles, telles qu'elles peuvent se manifester au sein d'une population.

Nous supposerons le liquide infiniment étendu, soumis à une pression constante à l'infini, initialement au repos et soustrait à toute force. Nous ne considérerons donc pas les conséquences de la vitesse d'entraînement des bulles, mais uniquement leur mouvement de contraction en un point fixe.

Nous laisserons enfin de côté les effets thermodynamiques et de dissipation d'énergie pouvant se manifester dans un tel phénomène. De plus, le liquide sera supposé incompressible.

A - DISPARITION D'UN VIDE SPHÉRIQUE DANS UN LIQUIDE

Ce problème traité par Lord Rayleigh en 1917 a, jusqu'ici, servi de base à toutes les recherches concernant les bulles de cavitation [16]. Il nous permettra de mettre en

évidence les équations générales d'un mouvement à symétrie sphérique qui nous serviront tout au long de cette étude. Nous pourrons également nous faire une première idée sur l'écrasement des bulles et les pressions qui peuvent en résulter.

1/ Equations d'un mouvement à symétrie sphérique

Nous étudions le mouvement engendré par le déséquilibre que crée la suppression instantanée d'une sphère de liquide au sein d'une masse liquide infinie. Le liquide étant initialement au repos, on peut admettre l'existence d'un potentiel des vitesses :

$$\Phi = \frac{R^2}{r} \cdot \frac{dR}{dt} \qquad (12\text{-}1)$$

R : rayon de la cavité à un instant donné

r : distance d'un point du liquide au centre de la cavité.

On vérifie que :

$$-\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{dR}{dt}$$

Posons :

$$\frac{dR}{dt} = U \qquad \text{et} \qquad \frac{dr}{dt} = u$$

L'équation du mouvement s'écrit (équation d'Euler) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial F}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{(r)}}{\partial r} \qquad (12\text{-}2)$$

F : fonction de force appliquée au liquide

$P_{(r)}$: pression dans le liquide.

L'intégrale de cette équation donne l'équation de Bernoulli :

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\Delta \Phi)^2 = -F - \frac{P_{(r)}}{\rho} + \int_{\infty}^{r} P_{(r)} \, d\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{P(t)}{\rho} \qquad (12\text{-}3)$$

où P(t) est une fonction indépendante de r.

Le liquide se trouvant soustrait à toute force extérieure, on a :

$$F = 0$$

La pression à l'infini étant constante, on a :

$$P(t) = P_o = \text{constante}$$

Le liquide étant supposé incompressible, on a :

$$\int_{\infty}^{r} P(r) \, d\left(\frac{1}{\rho}\right) = 0$$

D'où finalement, en réunissant les relations (12-1) et (12-3) et en faisant r = R :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{P(R) - P_o}{\rho} \qquad (12\text{-}4)$$

2/ Etude de la vitesse de disparition

Dans le cas présent, la pression étant nulle à l'intérieur de la cavité, on peut poser :

$$P(R) = 0$$

L'équation (12-4) s'intègre alors en donnant :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{P_o}{\rho} \left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1 \right) \qquad (12\text{-}5)$$

relation qui donne la vitesse à la paroi de la cavité. De là on peut calculer le temps complet de disparition τ en écrivant :

$$(dt)^2 = \frac{3}{2} \frac{\rho}{P_o} \frac{R^3}{R_o^3 - R^3} (dR)^2$$

En posant

$$x = \frac{R^3}{R_o^3}$$

il vient alors :

$$\tau = R_o \sqrt{\frac{\rho}{6 P_o}} \int_o^1 x^{-1/6} (1 - x)^{-1/2} dx$$

On peut intégrer cette expression en utilisant les fonctions Bêta et Gamma définies par :

$$\int_o^1 x^{m-1} (1 - x)^{n-1} dx = \beta (m, n) = \frac{\Gamma (m) \cdot \Gamma (n)}{\Gamma (m + n)}$$

soit :

$$\tau = 0,915 \, R_o \sqrt{\frac{\rho}{P_o}} \qquad (12\text{-}6)$$

La relation (12-6) montre l'influence du rayon initial R_o et de la pression P_o sur le temps d'écrasement. On voit de plus que la vitesse U à la paroi devient infinie en fin de mouvement pour R = 0. L'évolution d'une telle cavité est représentée sur la figure 5 en variables adimensionnelles.

3/ Etude des pressions

En tenant compte de l'équation de continuité :

$$u r^2 = U R^2$$

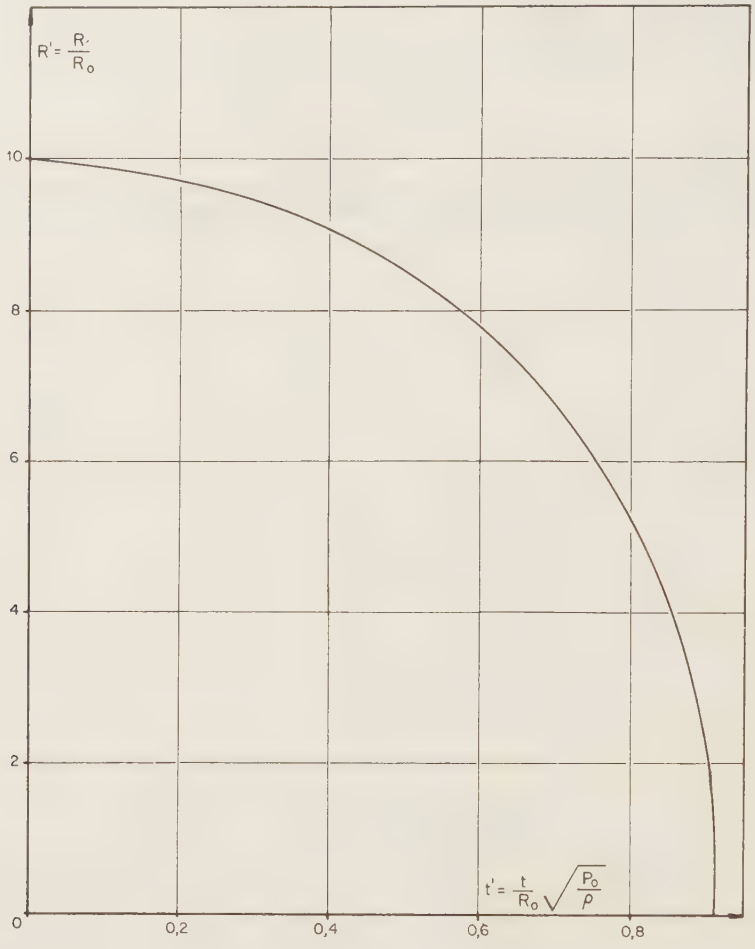


Figure 5

l'équation (12-2) devient :

$$\frac{1}{r^2}\left(2\,R\,U^2 + R^2\,\frac{\partial U}{\partial t}\right) - \frac{2\,U^2\,R^4}{r^5} = -\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial P}{\partial r} \qquad (12\text{-}7)$$

Remplaçant U et $\frac{\partial U}{\partial t}$ par leur valeur tirée de l'équation (12-5), il vient :

$$\frac{R}{3\,r^2}\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4\right) - \frac{4}{3}\,\frac{R^4}{r^5}\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1\right) = -\frac{1}{P_o}\,\frac{\partial P}{\partial r} \qquad (12\text{-}8)$$

Ce qui s'intègre en donnant :

$$P = P_o\left[1 + \frac{R}{3\,r}\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4\right) - \frac{R^4}{3\,r^4}\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1\right)\right] \qquad (12\text{-}9)$$

Cette équation donne la valeur de la pression en tout point du liquide pour une valeur donnée de R, c'est-à-dire pour un certain degré de contraction de la cavité.

Posons :

$$x = \frac{R_o^3}{R^3}$$

On a tracé sur la figure 6 des courbes représentatives de la fonction P(r) pour :

$$R_o = 10^{-2} \text{ cm}$$

$$P_o = 1 \text{ atmosphère}$$

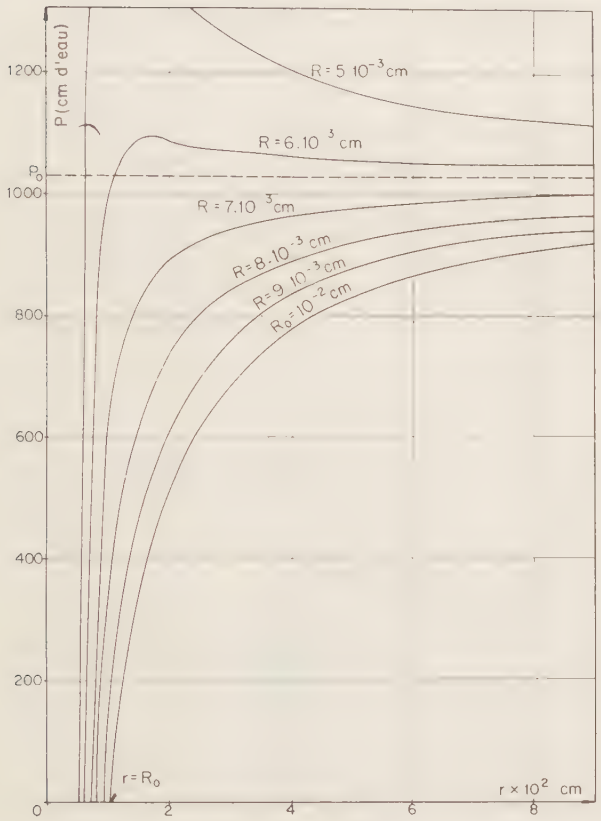


Figure 6a

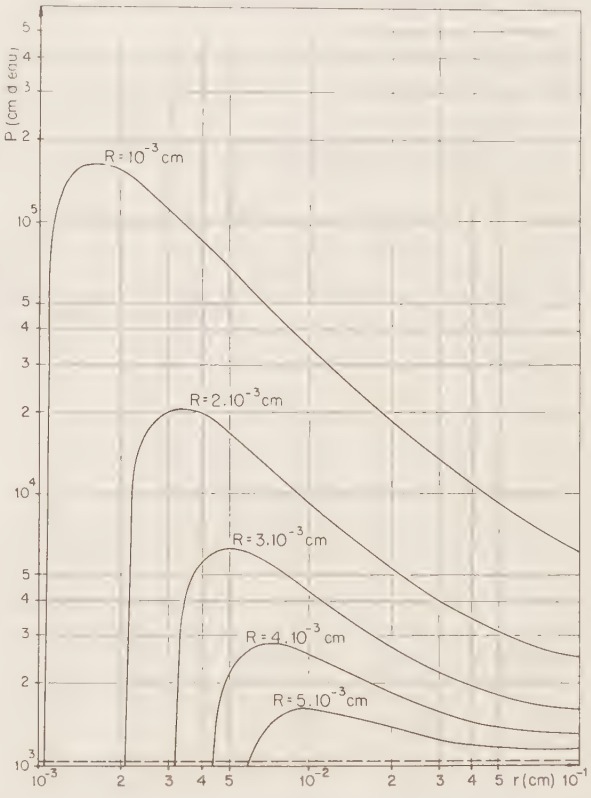


Figure 6b

On remarque deux formes distinctes de courbes :

$$1/ \qquad \frac{R_o}{4^{1/3}} < R < R_o$$

la pression croît régulièrement de 0 à R_o lorsque r varie de R à $+\infty$.

$$2/ \qquad R < \frac{R_o}{4^{1/3}}$$

la pression présente un maximum à distance finie déterminée par :

$$\begin{cases} \left(\frac{r\,M}{R}\right)^3 = 4\,\frac{x-1}{x-4} \\ P_M = P_o\left[1 + \frac{(x-4)^{4/3}}{4^{4/3}\,(x-1)^{1/3}}\right] \end{cases}$$

Lorsque $R \longrightarrow 0$, $r_M \sim 4^{1/3} R$, donc $r_M > 0$.

Donc, en fin de mouvement, la pression devient infinie au centre de la cavité.

4/ Considérations énergétiques

L'énergie cinétique totale du liquide pour une valeur R du rayon de la bulle s'écrit :

$$w = \int_R^\infty \frac{1}{2}\,\rho\,u^2 \times 4\pi\,r^2\,dr = 2\,\pi\,\rho\,U^2\,R^3 \qquad (12\text{-}10)$$

Si l'on remplace U par sa valeur tirée de (12-5) il vient :

$$w = \frac{4}{3}\,\pi\,(R_o^3 - R^3)\,P_o \qquad (12\text{-}11)$$

Cette quantité représente le travail des forces de pression.

En fin de mouvement, l'énergie disponible vaut donc :

$$w = \frac{4}{3}\,\pi\,R_o^3\,P_o \qquad (12\text{-}12)$$

5/ Considérations de similitude

Nous remarquerons qu'il est possible d'étudier tous les cas particuliers à partir d'un cas général unique explicité à partir d'équations adimensionnelles.

Prenons comme dimension de référence le rayon initial R_o et comme pression de référence, la pression à l'infini, P_o. La masse volumique ρ du liquide étant fixée, il en résulte un temps de référence :

$$t_o = R_o\,\rho^{1/2}\,p_o^{-1/2}$$

On retrouve bien le résultat de la formule (12-6). Nous prendrons alors les variables adimensionnelles suivantes :

$$R' = \frac{R}{R_o} \quad ; \quad t' = \frac{t}{t_o} \quad ; \quad P' = \frac{P}{P_o} \quad ; \quad r' \frac{r}{R_o}$$

Dans ce cas, les équations (12-5) et (12-9), donnant la vitesse du liquide et la pression, deviennent :

$$\left(\frac{dR'}{dt'}\right)^2 = \frac{2}{3}\left(\frac{1}{R'^3} - 1\right)$$

$$P' = 1 + \frac{R'}{r'}\left(\frac{1}{R'^3} - 4\right) - \frac{R'^4}{3\,r'^4}\left(\frac{1}{R'^3} - 1\right)$$

B - ÉCRASEMENT D'UNE BULLE DE VAPEUR À PAROI TENDUE

L'exemple traité dans le chapitre précédent ne représente pas correctement la réalité, puisque les bulles de cavitation contiennent généralement de la vapeur d'eau saturante à une pression P_v.

L'étude du mouvement se fait alors comme précédemment en posant $P(R) = P_v$, ce qui revient à remplacer dans les équations (12-5), (12-6) et (12-8) P_o par $(P_o - P_v)$.

Nous avons, de plus, négligé les effets de la tension superficielle A à la paroi de la cavité. Leur prise en compte entraîne la relation :

$$P(R) = P_v - \frac{2A}{R} \qquad (12\text{-}13)$$

1/ Cas simplifié

Nous supposerons dans ce paragraphe que les valeurs de P_v et A restent constantes et n'envisagerons que plus loin les conséquences de leurs variations.

a) Considérations de similitude

Si nous choisissons comme précédemment une dimension de référence R_o et une pression de référence $(P_o - P_v)$, ce qui implique un temps de référence $t_o = R_o \rho^{1/2} (P_o - P_v)^{-1/2}$ l'équation générale (12-4) s'écrit, en variables adimensionnelles :

$$R' \frac{d^2R'}{dt'^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR'}{dt'}\right)^2 = \frac{2A}{R_o(P_v - P_o)} \cdot \frac{1}{R'} - 1$$

ce qui montre que le mouvement est uniquement caractérisé par le paramètre sans dimension :

$$\alpha = \frac{P_v - P_o}{\frac{2A}{R_o}} .$$

Ce nombre traduit le rapport des forces de pression aux forces de tension superficielle et dépend des propriétés physiques du liquide.

b) Etude de la vitesse d'écrasement

L'équation générale (12-4) devient dans ce cas particulier :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho}\left(P_v - \frac{2A}{R} - P_o\right) \qquad (12\text{-}14)$$

ce qui s'intègre en donnant :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2}{\rho}\frac{R_o^3}{R^3}\left[\frac{P_o - P_v}{3}\left(1 - \frac{R^3}{R_o^3}\right) + \frac{A}{R_o}\left(1 - \frac{R^2}{R_o^2}\right)\right]$$

Cette relation donne la vitesse à tout instant. On peut l'intégrer à nouveau en utilisant la forme adimensionnelle, ce qui donne le temps de condensation en fonction du rayon :

$$t = - R_o \sqrt{\frac{\rho \alpha}{P_v - P_o}} \int_1^{R'} \frac{R'^{3/2}\, dR'}{\sqrt{(R' - 1)\left[\frac{2}{3}\alpha R'^2 + \left(\frac{2}{3}\alpha - 1\right) R' + \frac{2}{3}\alpha - 1\right]}}$$

L'étude du signe du polynôme situé sous la racine montre qu'il reste positif et ne présente aucun zéro dans l'intervalle $0 < R' < 1$ si l'on a $\alpha < 1$, c'est-à-dire :

$$P_o > P_v - \frac{2A}{R_o} = P(R)$$

ce qui est la condition même du déséquilibre dynamique créant le mouvement étudié.

Nous avons résolu numériquement l'intégrale précédente pour différentes valeurs de R_o en prenant :

$T = 293°K$

$A = 73$ dynes/cm

$P_o = 1$ atmosphère.

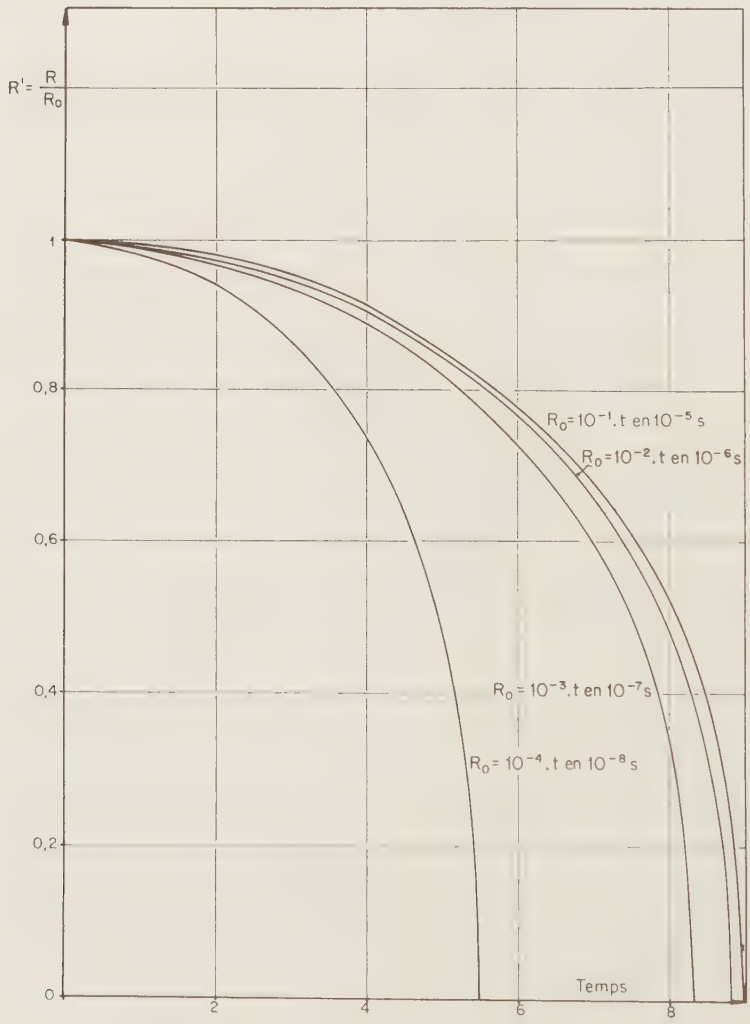


Figure 7

La figure 7 représente l'évolution du rayon d'une bulle en fonction du temps pour différentes valeurs du rayon initial.

Les valeurs importantes du terme $\frac{2A}{R}$ compensant largement celles de P_v, la comparaison avec les courbes relatives au vide sphérique met en évidence une légère diminution du temps de disparition.

c) Etude des pressions

En tenant compte de l'équation de continuité :

$$Ur^2 = UR^2$$

et en remplaçant U et $\frac{\partial U}{\partial t}$ par leurs valeurs tirées de l'équation (12), il vient :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{R}{r^2}\left[\frac{(P_v - P_o)}{3}\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4\right) - \frac{A}{R}\left(\frac{R_o^2}{R^2} - 3\right)\right] + \frac{4R^4}{r^5}\left[\frac{P_v - P_o}{3}\left(1 - \frac{R_o^3}{R^3}\right) - \frac{A}{R}\left(1 - \frac{R_o^2}{R^2}\right)\right]$$

Ce qui s'intègre en donnant :

$$P = P_o - \frac{R}{3r}\left[(P_v - P_o)\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4\right) - \frac{3A}{R}\left(\frac{R_o^2}{R^2} - 3\right)\right]$$

$$+\frac{R^4}{3r^4}\left[(P_v - P_o)\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1\right) - \frac{3A}{R}\left(\frac{R_o^2}{R^2} - 1\right)\right] \qquad (12\text{-}15)$$

Cette équation se transcrit aisément en variables adimensionnelles. On voit ainsi que la fonction P(r) présente un maximum lorsque l'on a :

$$\left(\frac{r'}{R'}\right)^3 = 4\left[\frac{\alpha(R'^{-3} - 1) - 3/2\,(R'^{-3} - R'^{-1})}{\alpha(R'^{-3} - 4) - 3/2\,(R'^{-3} - 3R'^{-1})}\right]$$

La pression ayant alors la valeur :

$$P'_M = P'_o - \frac{\alpha}{4^{4/3}} \frac{[\alpha(R'^{-3} - 4) - 3/2\,(R'^{-3} - 3R'^{-2})]^{4/3}}{[\alpha(R'^{-3} - 1) - 3/2\,(R'^{-3} - R'^{-1})]^{1/3}}$$

lorsque $R' \longrightarrow 0$, $P'_M - P'_o \sim \frac{\alpha}{4^{4/3}}\left(\frac{3}{2} - \alpha\right) R'^{-3}$

c'est-à-dire : $$P_M \sim P_o + \frac{\left(P_o - P_v + \frac{3A}{R_o}\right) R_o^3}{4^{4/3} R^3}$$

alors que, dans l'étude du vide sphérique, on a trouvé :

lorsque $R \longrightarrow 0$, $P_M \sim P_o + \frac{P_o}{4^{4/3}} \frac{R_o^3}{R^3}$

Pour une même valeur du degré de contraction $\frac{R}{R_o}$, la pression P_M est supérieure ou inférieure à celle obtenue dans le cas du vide sphérique, suivant le signe de l'expression :

$$3\,\frac{A}{R_o} - P_v$$

De plus, il faut remarquer que la présence du terme $\frac{2A}{R}$ dans les équations fait apparaître des pressions négatives à la paroi de la bulle, comme le montre la figure 8. En effet, puisque

$$P(R) = P_v - \frac{2A}{R}$$

$$P(R) \longrightarrow -\infty \text{ lorsque } R \longrightarrow 0$$

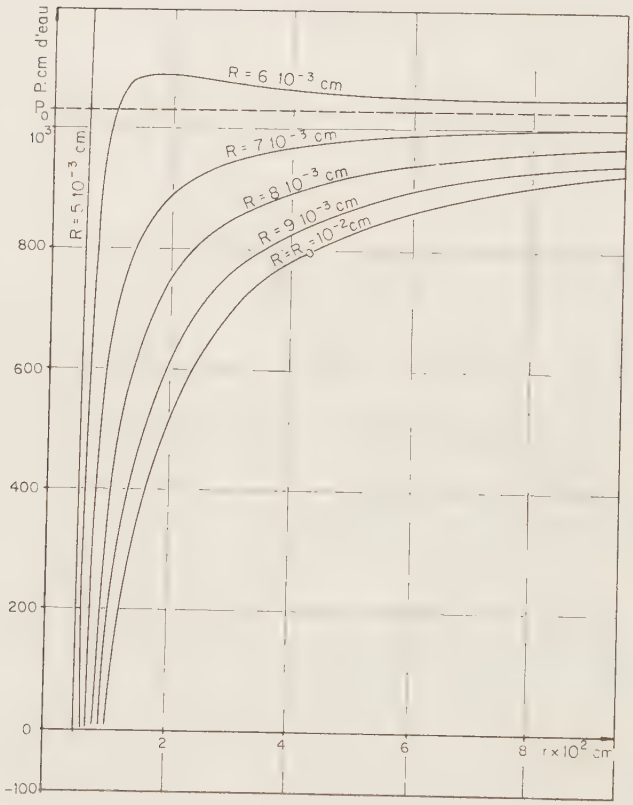


Figure 8a

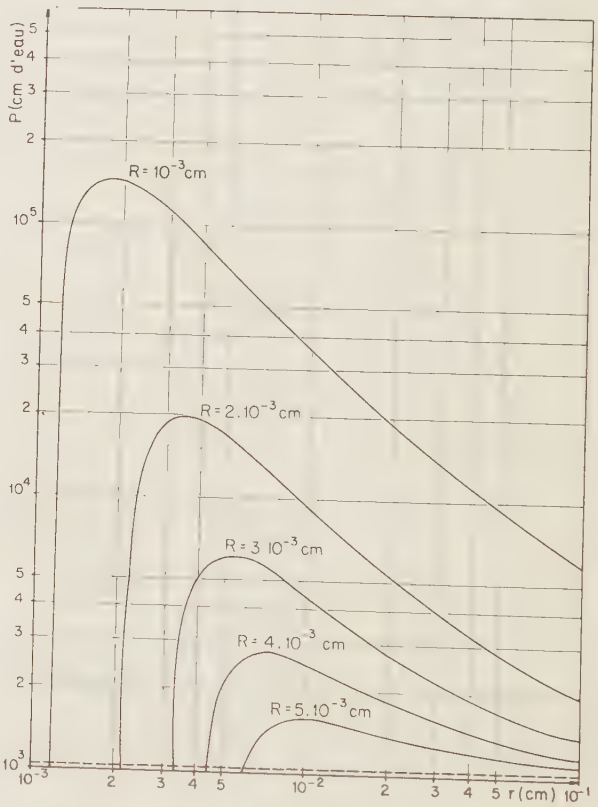


Figure 8b

L'existence de telles pressions n'étant physiquement pas admissible, on peut alors supposer que l'hypothèse de la constance de la tension superficielle est incorrecte.

2/ Variations de la tension superficielle

a) Influence de la courbure

Un calcul fait par Syu Ono [17] à partir de la théorie moléculaire de la tension superficielle conduit à la relation suivante :

$$A(R) = A_\infty \left(1 - \frac{2\delta}{R} + \ldots\right)$$

A_∞ : tension superficielle correspondant à une surface plane,

δ : différence des rayons de deux sphères fictives introduites dans l'étude de la surface d'une bulle.

δ est au plus égal à l'épaisseur du film de séparation des deux phases.

Il s'ensuit que A peut augmenter ou diminuer avec R selon le signe de δ. Des calculs approchés pour l'argon liquide ont montré que δ pouvait être de l'ordre de 3 Å, positif pour les gouttes, négatif pour les bulles, ce qui accuserait l'importance de la tension superficielle lorsque le rayon d'une bulle diminue. Toutefois, le manque de résultats expérimentaux discrédite quelque peu une telle hypothèse.

b) Effet des impuretés

Bien que l'on ait raisonné sur un liquide parfait, la transposition du problème à la réalité nous oblige à prendre en compte les facteurs qui pourraient en modifier partiellement la solution.

Ainsi des expériences faites par Manley [18] sur la dissolution des bulles, ont permis de mettre en évidence l'existence d'une "peau" formée d'impuretés organiques et collée à la paroi. Cette pellicule affecterait d'autant plus l'état de surface de la bulle que celle-ci est plus petite et les observations ont pu montrer que, pour des bulles ayant un diamètre de l'ordre de 1 mm, la tension superficielle pouvait être déjà considérablement abaissée.

Ces remarques permettraient donc d'appliquer en première approximation la formule utilisée par Parkin [19] :

$$A = \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} A_\infty \quad \text{pour } R_1 \leqslant R \leqslant R_2$$

$$A = A_\infty \qquad \text{pour } R \geqslant R_2$$

R_1 et R_2 représentant 2 valeurs déterminées du rayon de la bulle.

La tension superficielle devenant pratiquement nulle à partir d'une certaine dimension de la bulle, cela éliminerait donc l'hypothèse de fortes tensions dans le liquide.

3/ Variations de la tension de vapeur

L'équation :

$$P(R) = P_v - \frac{2A}{R} \qquad (12\text{-}16)$$

permet de voir qu'une valeur négative de P (R) peut provenir non seulement d'une valeur surestimée de la tension superficielle, mais également d'une valeur sousestimée du terme P_v.

a) Influence de la courbure

L'équilibre d'une bulle de vapeur saturante au sein d'un liquide entraîne deux relations :

- l'une exprimant l'équilibre mécanique :

$$P_L = P_v - \frac{2A}{R} \qquad (12\text{-}17)$$

P_L et P_v étant les pressions dans le liquide et la vapeur de part et d'autre de l'interface ;

- l'autre exprimant l'équilibre physicochimique :

$$\bar{G}_v = \bar{G}_L \qquad (12\text{-}18)$$

$\bar{G}_v$ et $\bar{G}_L$ étant respectivement les enthalpies libres molaires des phases vapeur et liquide.

Dans chaque phase on peut écrire :

$$dG = VdP - S\,dT + \bar{G}\,dn$$

G = enthalpie libre

$\bar{G} = \frac{\partial G}{\partial n}$

S = entropie

n = nombre de moles

La différenciation par rapport à n donne :

$$d\left(\frac{\partial G}{\partial n}\right) = \frac{\partial V}{\partial n}\,dP - \frac{\partial S}{\partial n}\,dT = vdP - sdT$$

v : volume molaire

s : entropie molaire

En supposant la composition et la température constantes, on peut écrire :

$$d\bar{G} = vdP$$

Rapprochant cette expression de la relation (12-16), il vient :

$$v_v\,dP_v = v_L\,dP_L$$

et, en assimilant la vapeur à un gaz parfait :

$$v_L\,dP_L = \mathcal{R}T\,\frac{dP_v}{P_v}$$

$\mathcal{R}$ étant la constante des gaz parfaits.

En remplaçant P_L par sa valeur tirée de (12-16) et en négligeant U_L devant U_v on trouve :

$$\frac{dP_v}{P_v} = -\frac{U_L}{\mathcal{R}T}\,d\left(\frac{2A}{R}\right)$$

ce qui conduit à la formule de Lord Kelvin :

$$\boxed{\text{Log.}\ \frac{P_v}{P_{v_\infty}} = -\frac{v_L}{\mathcal{R}T}\,\frac{2A}{R}} \qquad (12\text{-}19)$$

où P_{v_∞} est la tension de vapeur relative à une interface plane.

On voit donc que la tension de vapeur varie en sens inverse de la courbure, ce qui tendrait à annuler son effet lorsque la bulle diminue fortement.

On doit toutefois faire certaines réserves sur la validité des formules macroscopiques de la thermodynamique appliquées à de très faibles rayons.

La discussion précédente entraînerait les écarts suivants :

R (cm) =	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}
$\frac{P_v}{P_{v_\infty}}$ =	0,9990	0,9891	0,897	0,337

b) Influence de la vitesse de vaporisation

La théorie cinétique des gaz permet de calculer le nombre de chocs des molécules à la paroi d'une bulle et par suite l'intensité de la diffusion gazeuse à cet endroit.

Si l'on fait l'hypothèse que toute molécule gazeuse venant frapper la surface de la bulle, s'y condense, la masse de vapeur disparaissant ainsi par unité de surface et de temps peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dm_v}{4\pi R^2\,dt} = -P_v\sqrt{\frac{M_v}{2\pi\mathcal{R}T}}$$

m_v masse de vapeur dans la bulle

M_v masse molaire de la vapeur

$\mathcal{R}$ constante des gaz parfaits

T température absolue du système

P_v pression réelle de la vapeur dans la bulle.

Si la bulle était en équilibre thermodynamique, pour un rayon R et une température T, la pression de vapeur serait $P_v^* = P_v^*(R, T)$ et il y aurait autant de molécules de gaz se condensant que de molécules de liquide se vaporisant. La masse de vapeur se formant par unité de surface et de temps est donc :

$$\frac{dm_v}{4\pi R^2\,dt} = P_v^*\sqrt{\frac{M_v}{2\pi\mathcal{R}T}}$$

Au total, la variation de vapeur est :

$$\frac{dm_v}{4\pi R^2\,dt} = (P_v^* - P_v)\sqrt{\frac{M_v}{2\pi\mathcal{R}T}} \qquad (12\text{-}20)$$

Pour voir l'influence de cette vitesse non instantanée de la condensation, il faut l'introduire dans les équations du mouvement.

En assimilant la vapeur à un gaz parfait, on peut écrire :

$$P_v \; V = \frac{m_v}{M_v} \; \mathcal{R}T$$

avec

$$V = \frac{4}{3} \; \pi \; R^3$$

En différenciant cette expression et en remplaçant dm par son expression tirée de (12-19), il vient :

$$P_v \frac{dR}{dt} + \frac{R}{3} \frac{dP_v}{dt} = (P_v^* - P_v) \sqrt{\frac{\mathcal{R}T}{2 \pi M_v}} \qquad (12\text{-}21)$$

avec

$$P_v^* = P_v \; (T) \; \exp. \left(- \frac{v_L}{\mathcal{R}T} \frac{2A}{R} \right)$$

En posant $\frac{dR}{dt} = U$, et en se servant des équations (12-14) et (12-21), on est amené à résoudre un système de trois équations différentielles du premier ordre :

$$\begin{cases} \dfrac{dR}{dt} = U \\ \dfrac{dU}{dt} = \dfrac{1}{R} \left[\dfrac{1}{\rho} \left(P_v - P_o - \dfrac{2A}{R} \right) - \dfrac{3}{2} U^2 \right] \\ \dfrac{dP_v}{dt} = \dfrac{3}{R} \left[P_v^* (T) \sqrt{\dfrac{\mathcal{R}T}{2 \pi M_v}} \exp. \left(- \dfrac{v_L}{\mathcal{R}T} \dfrac{2A}{R} \right) - \left(\sqrt{\dfrac{\mathcal{R}T}{2 \pi M_v}} + U \right) P_v \right] \end{cases} \qquad (12\text{-}22)$$

On voit alors apparaître le groupement :

$$\left(\sqrt{\frac{\mathcal{R}T}{2 \pi M_v}} + U \right)$$

où le premier terme n'est autre que la vitesse U_v de condensation de la vapeur. Lorsque $U \ll U_v$, la condensation peut être considérée comme instantanée.

Lorsque $U \gg U_v$, il y a un retard à la condensation qui tend à faire de la vapeur un gaz permanent et qui ralentit le mouvement final de la bulle.

On a résolu le système numériquement dans le cas suivant :

$T = 293°K$

$A = 73$ dynes/cm

$P_o = 1$ atmosphère

$R_o = 10^{-2}$ cm

ce qui donne : $U_v = 147$ m/s

on trouve alors un temps total de condensation supérieur au cas précédent.

La figure 9 représente l'évolution du rayon de la bulle et de la pression de vapeur en fonction du temps.

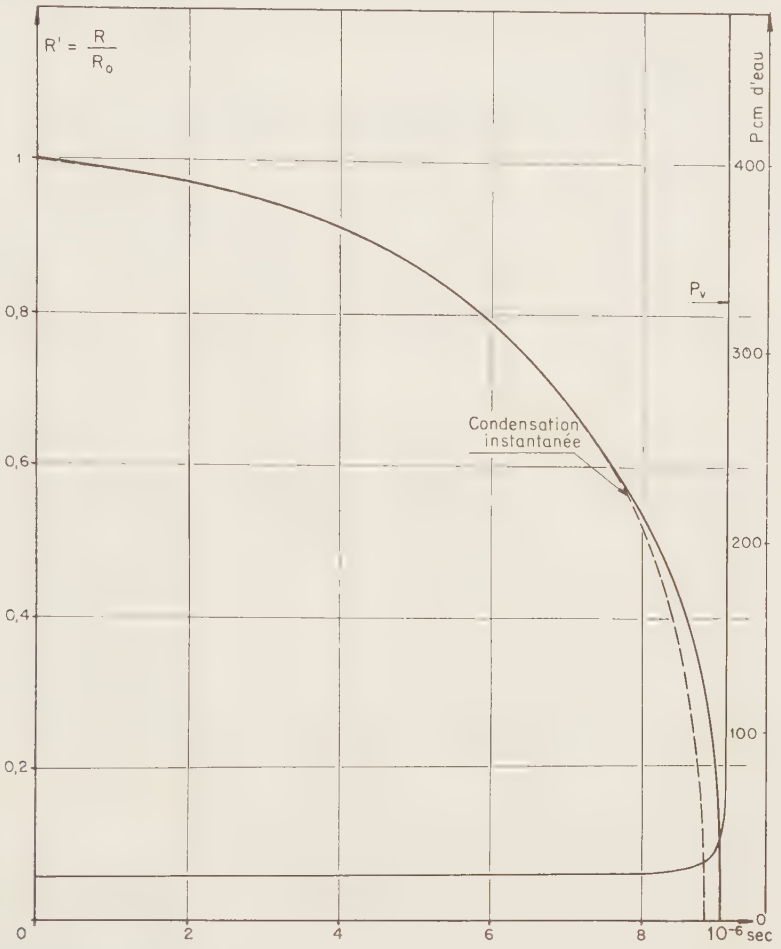


Figure 9

L'étude de la répartition des pressions peut se faire en intégrant l'équation générale (12-7) :

$$P = P_o + \rho \left[\frac{R}{r} \left(2\,U^2 + R \frac{dU}{dt} \right) - \frac{R^4}{r^4} \frac{U^2}{2} \right]$$

et en l'adjoignant au système (12-22).

La figure 10 montre la distribution des pressions. On peut remarquer que la pression devient très grande à l'intérieur de la bulle, ce qui diminue la possibilité d'observer des pressions négatives près de la paroi.

On voit cependant que la contre-pression de la vapeur dans la bulle n'arrête pas le mouvement de celle-ci car, si l'augmentation de pression de la vapeur devrait tendre à freiner l'interface, en contrepartie elle favorise la condensation d'après la formule (12-20).

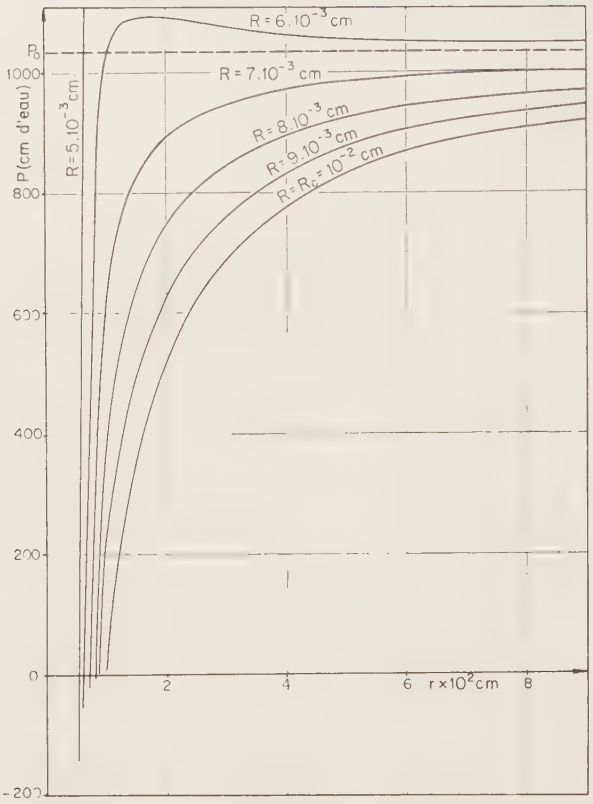


Figure 10a

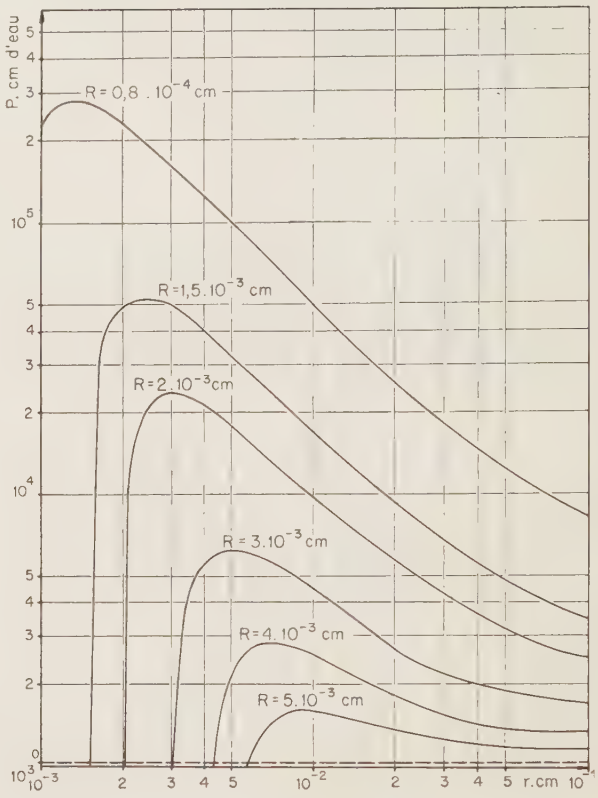


Figure 10b

C - ÉCRASEMENT DES BULLES CONTENANT DE L'AIR

Pour rendre plus réelle l'image du comportement des bulles de cavitation, il faut tenir compte des gaz, autres que la vapeur d'eau, qu'elles peuvent contenir. Dans la pratique, l'eau des circuits se trouve toujours plus ou moins aérée, et même saturée, dans les régions de basse pression. Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'une bulle de cavitation peut contenir de l'air, d'une part parce qu'elle s'est formée à partir d'un noyau gazeux, et d'autre part à la suite d'une diffusion de l'air dissous dans l'eau à l'intérieur de la bulle comme l'a montré l'étude de P. Cormault [6].

1/ Cas simplifié (sans diffusion)

Nous supposerons qu'au début du mouvement de contraction, la pression de l'air dans la bulle est P_{ao}.' On a donc à tout instant, si l'on suppose la masse d'air, dans la bulle, constante :

$$P_a \; R^3 = P_{ao} \; R_o^3 = K$$

Nous reprendrons les deux hypothèses suivantes :

P_v = constante

A = constante

ce qui entraîne la relation :

$$P(R) = P_a + P_v - \frac{2A}{R} = \frac{K}{R^3} - \frac{2A}{R} + P_v \qquad (12\text{-}23)$$

a) Considération de similitude

En reprenant les variables adimensionnelles déjà définies, l'équation générale (12-4) devient :

$$\frac{P_v - P_o}{\frac{2A}{R_o}} \left[R' \frac{d^2 R'}{dt'^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR'}{dt'} \right)^2 \right] = - \frac{P_v - P_o}{\frac{2A}{R_o}} + \frac{1}{R'} - \frac{K}{AR_o^2} \times \frac{1}{2R'^3}$$

Ce qui montre que le mouvement est uniquement caractérisé par les deux paramètres sans dimension :

$$\alpha = \frac{P_v - P_o}{\frac{2A}{R_o}} \quad \text{déjà rencontré}$$

et :

$$\beta = \frac{K}{A R_o^2} \quad \text{qui caractérise la teneur en air}$$

b) Choix des paramètres

Nous avons déjà vu que le mouvement n'existait qu'à la condition qu'il y ait un deséquilibre dynamique au départ, c'est-à-dire ici :

$$P_o > \frac{K}{R_o^3} + P_v - \frac{2A}{R_o} \qquad (12\text{-}24)$$

Il faut également remarquer qu'une bulle de rayon R_o ne peut exister que dans certaines conditions de presssion.

En effet, une bulle de rayon R_o en équilibre dans un liquide à la pression P_1 implique la relation :

$$P_1 = \frac{K}{R_o^3} + P_v - \frac{2A}{R_o}$$

En fonction des paramètres α et β, la condition (12-24) s'écrit :

$$\beta < 2 (1 - \alpha) \qquad (12\text{-}25)$$

c) Vitesse de contraction

L'équation (4) s'écrit dans ce cas :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_v - P_o - \frac{2A}{R} + \frac{K}{R^3} \right) \qquad (12\text{-}26)$$

Elle s'intègre en donnant :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2\ R_o^3}{\rho\ R^3}\left[\frac{P_o - P_v}{3}\left(1 - \frac{R^3}{R_o^3}\right) + \frac{A}{R_o}\left(1 - \frac{R^2}{R_o^2}\right) + \frac{K}{R_o^3}\ \text{Log.}\ \frac{R}{R_o}\right]$$

Cette équation donne la vitesse à tout instant. On peut l'intégrer à nouveau, en utilisant la forme adimensionnelle, ce qui donne le temps de contraction :

$$t = -\ R\ \sqrt{\frac{\rho\,\alpha}{P_v - P_o}}\ \int_1^{R'} \frac{R'^{3/2}\ dR'}{\sqrt{(R' - 1)\left[\frac{2}{3}\ \alpha R'^2 + \left(\frac{2}{3}\alpha - 1\right)R' + \frac{2}{3}\alpha - 1\right]\ + \beta\ \text{Log.}\ R'}} \qquad (12\text{-}27)$$

Le polynôme sous la racine reste positif dans l'intervalle :

$$R'_m < R' < 1$$

R'_m étant l'un des pôles de la fraction. Ainsi, l'évolution de la bulle a lieu jusqu'à une valeur du rayon $R_m = R_o\ R'_m$ pour laquelle la vitesse s'annule, comme le montre la figure 11.

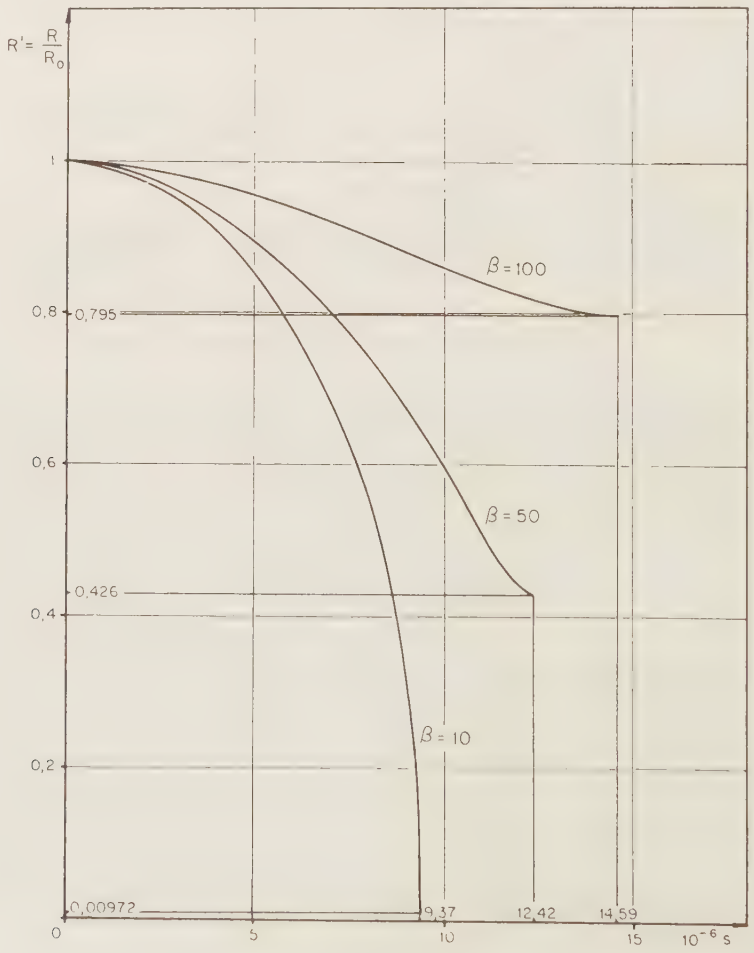


Figure 11

Nous avons intégré numériquement l'équation (12-27) en prenant :

$$T = 293° K$$

$$A = 73 \text{ dynes/cm}$$

$$P_o = 1 \text{ atmosphère}$$

Dans ces conditions, la relation (12-25) devient :

$$\beta < 138$$

On peut remarquer que le temps de contraction croît avec la teneur en air et qu'il est réellement supérieur à celui observé pour une bulle de vapeur.

d) Etude des pressions

En reprenant la même méthode de calcul que celle utilisée pour les bulles de vapeur, on trouve :

$$P = P_o - \frac{R}{3r}\left[(P_v - P_o)\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4\right) - \frac{3A}{R}\left(\frac{R_o^2}{R^2} - 3\right) - \frac{3K}{R^3}\left(1 + \text{Log.}\ \frac{R}{R}\right)\right]$$

$$+ \frac{R^4}{3r^4}\left[(P_v - P_o)\left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1\right) - \frac{3A}{R}\left(\frac{R_o^2}{R^2} - 1\right) - \frac{K}{R^3}\ \text{Log.}\ \frac{R}{R_o}\right]$$

Les courbes de la figure 12 montrent la distribution des pressions et mettent en évidence la diminution notable des maximums atteints par rapport aux cas précédents.

e) Vibration sphérique des bulles

Nous avons vu que, lors de la contraction d'une bulle, la vitesse peut s'annuler pour une valeur R_m du rayon.

Considérons une bulle en équilibre représentée par le point A de la figure 1 et amenée brusquement dans les conditions du point B. La bulle va tendre à se rapprocher du point d'équilibre E et le dépassera jusqu'en D par suite de l'inertie de la masse environnante. Le mouvement de la bulle sera alors constitué d'une série d'oscillations d'amplitude B D qui, dans la réalité, s'amortiront.

Le phénomène a été étudié en détail par Madame Terny, dans le cas de faibles oscillations [21].

Du point de vue de l'érosion de cavitation, le cas le plus intéressant est au contraire celui de bulles contenant une faible quantité d'air et soumises à de grandes oscillations. Le mouvement donne alors naissance à de fortes pressions, comme le montre la figure 12c, qui se répètent à une cadence élevée, avec une période égale au double du temps de contraction calculé.

2/ Diffusion gazeuse à travers la paroi de la bulle

Nous avons supposé, dans ce qui précède, que la masse d'air à l'intérieur de la bulle était constante. Or, au cours du mouvement, la pression d'air intérieure n'est pas en équilibre avec la concentration d'air dissous dans le liquide environnant. Il se produira donc un transfert de molécules dans un sens ou dans l'autre.

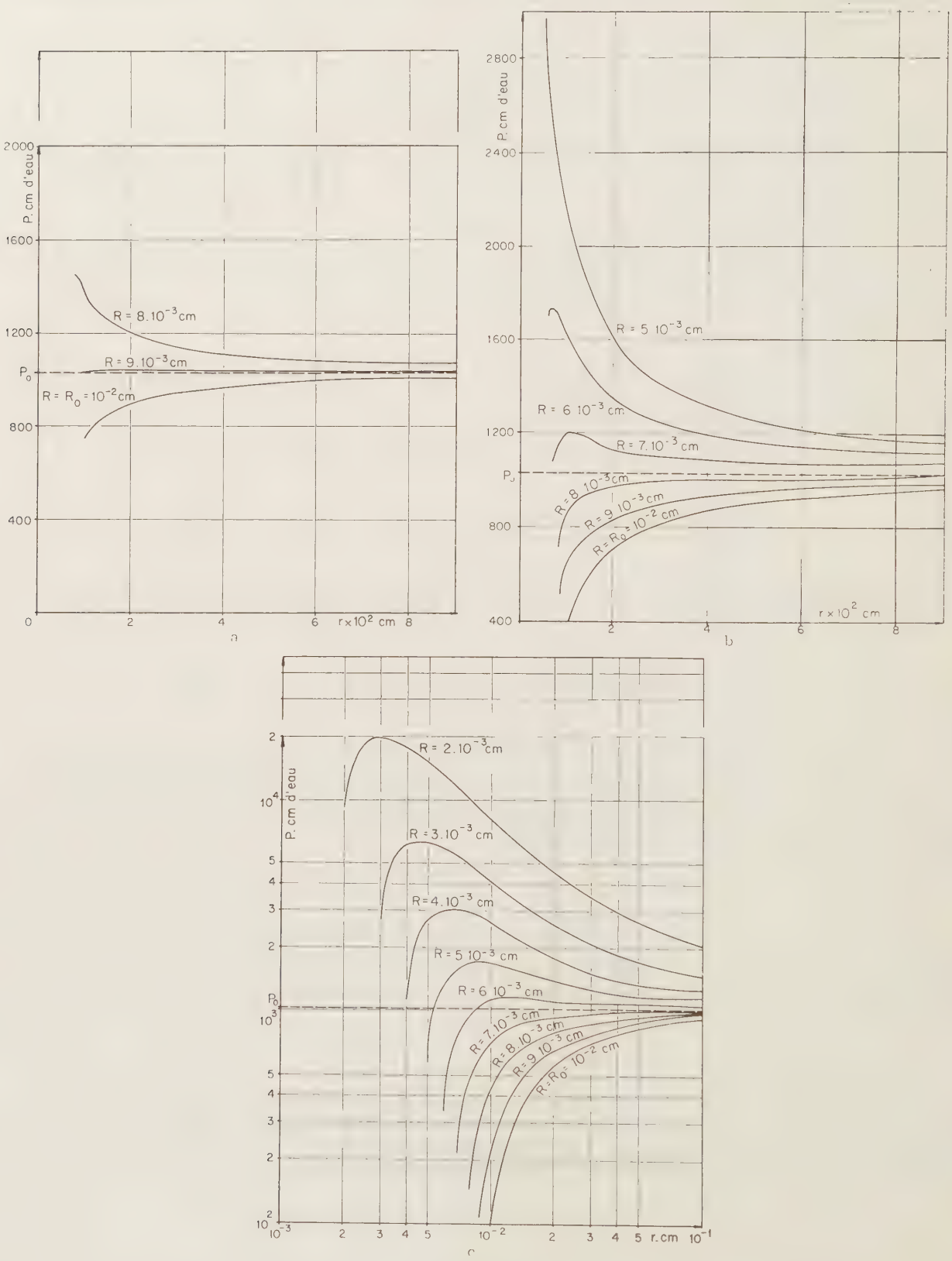

P. cm d'eau
2000
1600
1200
800
400
0
2
4
6
r×10² cm
8
R = 8.10⁻³cm
R = 9.10⁻³cm
P₀
R = R₀ = 10⁻²cm
a
P. cm d'eau
2800
2400
2000
1600
1200
800
400
R = 5 10⁻³ cm
R = 6 10⁻³ cm
R = 7.10⁻³ cm
P₀
R = 8 10⁻³cm
R = 9 10⁻³cm
R = R₀ = 10⁻² cm
r×10² cm
b
P. cm d'eau
R = 2.10⁻³cm
R = 3.10⁻³ cm
R = 4.10⁻³ cm
R = 5 10⁻³ cm
R = 6 10⁻³ cm
P₀
R = 7.10⁻³ cm
R = 8 10⁻³ cm
R = 9 10⁻³ cm
R = R₀ = 10⁻² cm
r.cm
c

Figure 12

Les études faites jusqu'à ce jour sur la diffusion gazeuse à travers la paroi d'une bulle [20] montrent que le phénomène reste lent, comparativement aux temps de contraction que nous avons trouvés. Pode [8] a montré qu'en ce qui concerne les bulles soumises à des oscillations, la diffusion ne devenait sensible qu'au bout d'un grand nombre de vibrations.

Il nous faut toutefois nous faire une idée plus précise de l'influence de cette diffusion sur le mouvement et l'état final des bulles.

a) Diffusion à travers l'interface

Nous servant de la même formule que celle employée pour le calcul de la vaporisation, la masse d'air se dissolvant par unité de surface et de temps peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dm_a}{4\pi R^2\, dt} = - P_a \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R} T}}$$

m_a masse d'air dans la bulle

M masse molaire de l'air

$\mathcal{R}$ constante des gaz parfaits

T température absolue de la bulle

Si la bulle était en équilibre physico-chimique avec un liquide de concentration en air C, il y aurait autant de molécules de gaz se dissolvant que de molécules d'air dissous passant de l'état gazeux et le flux serait donné par :

$$\frac{dm_a}{4\pi R^2\, dt} = P \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R} T}}$$

avec

$$P = k C$$

k étant la constante de la loi de Henry.

La masse d'air passant à l'état gazeux par unité de surface et de temps est donc :

$$\frac{dm_a}{4\pi R^2\, dt} = k C \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R} T}}$$

Au total, la variation de masse d'air s'écrit donc :

$$\frac{dm_a}{4\pi R^2\, dt} = (k C - P_a) \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R} T}} \qquad (12\text{-}28)$$

En assimilant l'air à un gaz parfait, on peut écrire :

$$P_a V = \frac{m_a}{M_a} \mathcal{R} T$$

avec

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3$$

En différenciant cette relation et en remplaçant m par sa valeur tirée de l'équation (12-26), il vient :

$$P_a \frac{dR}{dt} + \frac{R}{3} \frac{dP_a}{dt} = (k\ C - P_a) \sqrt{\frac{\mathcal{R}T}{2\pi M_a}} \qquad (12\text{-}29)$$

b) Diffusion de l'air à travers la masse liquide

Le calcul à partir de l'équation générale de diffusion :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U}.\ \overrightarrow{\text{grad}}\ C = D \Delta C$$

D étant le coefficient de diffusion du liquide, se révèle complexe, car on ne peut ici négliger le terme de transport $\vec{U}$. grad $\vec{C}$ engendré par le mouvement des parois de la bulle [23].

Nous ferons alors l'hypothèse que la concentration C_∞ de l'air dans l'eau est constante au-delà d'une distance très petite e de la paroi. Nous pouvons d'ailleurs justifier cette approximation en remarquant que, en réalité, la turbulence réduit sensiblement les gradients de concentration dans le liquide.

Nous écrirons alors :

$$\frac{dm_a}{4\pi R^2\ dt} = D \frac{(C_\infty - C)}{e}$$

Rapprochant cette expression de la relation (12-28) nous pouvons définir la concentration à la paroi de la bulle :

$$C = \frac{P_a\ e \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R}T}} + D\ C_\infty}{k\ e \sqrt{\frac{M_a}{2\pi \mathcal{R}T}} + D} \qquad (12\text{-}30)$$

c) Etude du mouvement

En posant $\frac{dR}{dt} = U$ et en se servant des équations (12-26), (12-29) et (12-30), nous sommes ramenés à l'étude du système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{dR}{dt} = U \\ \dfrac{dU}{dt} = \dfrac{1}{R}\left[\dfrac{1}{\rho}\left(P_a + P_v - P_o - \dfrac{2A}{R}\right) - \dfrac{3U^2}{2}\right] \\ \dfrac{dP_a}{dt} = \dfrac{3}{R}\left[k\ C \dfrac{\mathcal{R}T}{2\pi M_a} - \left(U + \sqrt{\dfrac{\mathcal{R}T}{2\pi M_a}}\right) P_a\right] \end{cases} \qquad (30)$$

Nous avons intégré numériquement ce système en prenant :

$T = 293°\ K$

$\sigma = 73$ dynes/cm

$P_o = 1$ atmosphère

$R_o = 10^{-2}$ cm

$D = 2.10^{-5}$ cm^2/s

$C_\infty = 25.10^{-6}$ g/cm^3 ce qui correspond à de l'eau saturée sous la pression P_o.

$M = 28,96$ g.

Nous avons pris des valeurs initiales P_{ao} correspondant aux valeurs du paramètre de teneur en air β déjà choisies précédemment afin de rendre les résultats comparables.

Ainsi, pour $\beta = 50$, on a $P_{ao} = 373$ cm d'eau.

Nous avons choisi $e = \frac{R}{100}$, car il semble plus logique de penser que la zone de diffusion change avec la grosseur de la bulle [22].

La figure 13 montre l'évolution du rayon d'une bulle en fonction du temps et met en évidence les différences apportées par la variation de la masse d'air.

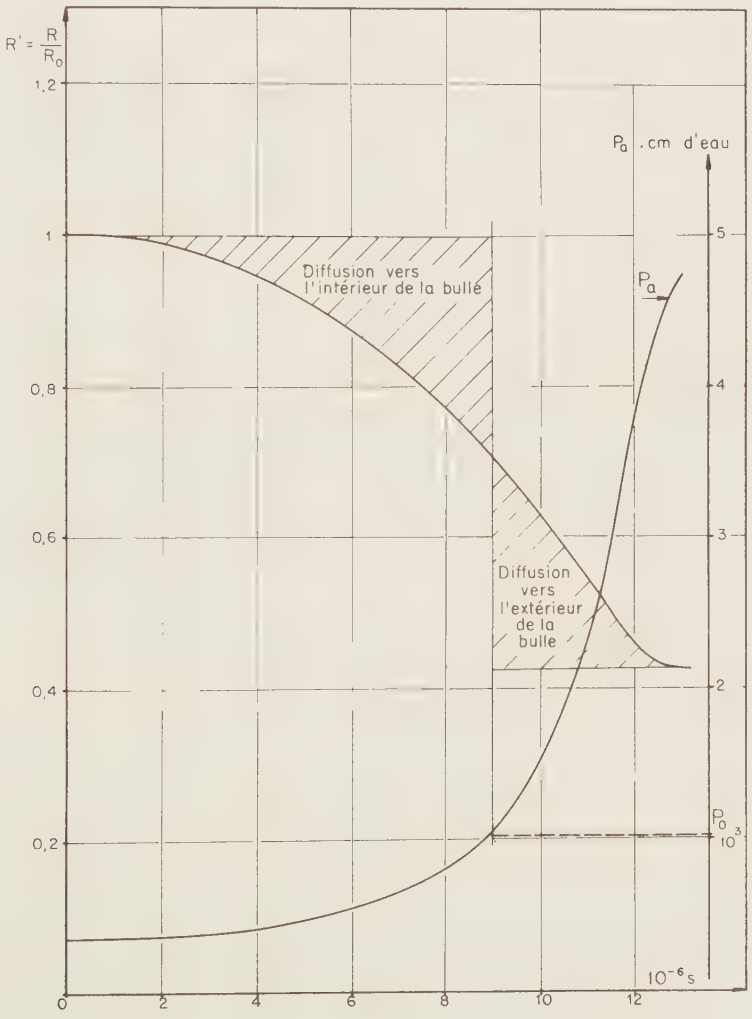


Figure 13

Nous avons vu que la variation dm de la masse d'air est du signe de $(C_\infty - C)$ c'est-à-dire de $(k\,C_\infty - P_a)$. Etant donné que, dans les cas étudiés, on a au départ $P_a < k\,C_\infty$, il y a deux phases distinctes de diffusion durant le mouvement de la bulle :

1/ $P_a \leqslant k\,C_\infty$ diffusion de l'air dissous vers l'intérieur de la bulle ;

2/ $k\,C_\infty \leqslant P_a$ diffusion de l'air de la bulle dans l'eau.

On peut remarquer que la diffusion influence peu le mouvement et ne modifie donc sûrement pas l'ordre de grandeur des pressions créées à la fin d'une contraction.

Le cas traité fait apparaître une variation relative de la masse d'air :

$$\frac{\Delta m_a}{M_a} = -\,4{,}42\ 10^{-4}.$$

Tableau récapitulatif

$R_o = 10^{-2}$ cm $\qquad$ $P_o = 1$ atm. $\qquad$ $T = 293°\,K$

Cas étudié :	Vitesse de contraction	Distribution des pressions
Disparition d'un vide sphérique.	$\tau_1 = 9{,}1\ \mu s$	$P_M \longrightarrow +\infty$ quand $R \longrightarrow 0$
Ecrasement d'une bulle de vapeur	$\tau_2 > \tau_1$	"
Influence de la tension superficielle	$\tau_3 = 8{,}8\ \mu s < \tau_2$	$P_M \longrightarrow +\infty$ quand $R \longrightarrow 0$ $P(R) \longrightarrow -\infty$ quand $R \longrightarrow 0$
Variation de la tension superficielle A	A devrait diminuer lorsque $R \longrightarrow 0$ $\tau_4 > \tau_3$	Diminution des fortes tensions près de la paroi de la bulle
Variation de la pression de vapeur	$\tau_5 = 9{,}12\ \mu s > \tau_3$	Suppression des tensions. Pression maximale dans la bulle
Influence de la teneur en air	$\beta = 10$ $\tau_6 = 9{,}37\ \mu s$ $R_m = 9{,}72.10^{-5}$ cm $\beta = 50$ $\tau_6 = 12{,}4\ \mu s$ $R_m = 4{,}26.10^{-3}$ cm $\beta = 100$ $\tau_6 = 14{,}6\ \mu s$ $R_m = 7{,}95.10^{-3}$ cm	Pression maximale dans la bulle. P_M diminue quand augmente.
Vibrations sphériques	Mouvement pulsatoire	"
Diffusion gazeuse	Mouvement peu modifié $\beta = 50$ $\tau_7 = 13\ \mu s$	"

CONCLUSION PARTIELLE

Cette étude nous a permis de mettre en évidence le rôle des principaux facteurs régissant la contraction des bulles dans un liquide.

On peut constater que la pression environnante reste le facteur prépondérant. Aussi, le mouvement relatif à la disparition d'un vide sphérique donne-t-il un schéma valable dans la plupart des cas. Les formules correspondantes peuvent donc être utilisées avec une approximation assez bonne pour des bulles de vapeur.

Les gaz quasi permanents contenus dans une bulle jouent un rôle plus ou moins important suivant leur pression initiale qui est elle-même fonction de la teneur en gaz du liquide. Le mouvement de contraction se trouve donc progressivement modifié pour des teneurs en gaz croissantes.

Quant à la vapeur d'eau, elle ne joue un rôle notable que lorsque la valeur de la tension de vapeur avoisine celle de la pression environnante ou, dans les tout dernières phases de mouvement, lorsque la pression interne de la bulle est très grande.

On a pu enfin se rendre compte de ce que les phénomènes interfaciaux (tension superficielle, diffusion gazeuse) ne changent pas l'allure générale du mouvement et interviennent de façon secondaire. Ces différentes remarques se trouvent rassemblées dans le tableau récapitulatif précédent.

En ce qui concerne l'érosion de cavitation proprement dite, on entrevoit aisément la possibilité de destructions, vu les pressions énormes mises en jeu. Toutefois, on constate que les gaz contenus dans une bulle peuvent diminuer considérablement ou même annuler son potentiel destructif. Ainsi voyons-nous que la manifestation d'une érosion est directement liée à la teneur en gaz du liquide, ce qui a été vérifié expérimentalement [24].

On peut cependant douter de ce que, dans la pratique, un liquide cavitant complètement désaéré ou peu aéré donne naissance à des pressions locales pratiquement illimitées, comme tendraient à le prouver les équations précédentes.

Aussi devrons nous examiner les nouvelles restrictions que peuvent apporter les propriétés d'un fluide réel.

Chapitre III

ÉCRASEMENT D'UNE BULLE DANS UN FLUIDE RÉEL AU REPOS

Les résultats auxquels nous sommes arrivé nous ont montré que l'érosion de cavitation pouvait être directement liée aux grandes vitesses et aux pressions élevées (théoriquement infinies pour des bulles de vapeur) qui accompagnent la phase finale de la contraction.

Nous avions cependant fait remarquer que l'énergie mise en jeu dans un tel processus pourrait se trouver sensiblement modifiée du fait de certaines caractéristiques physiques des fluides réels.

Ainsi est-il permis de penser que la viscosité du liquide intervient de façon non négligeable, lorsque la paroi de la bulle atteint des vitesses importantes. De même, il est à prévoir que pour des célérités supérieures à celles du son, le liquide (qui est en général de l'eau) ne se comportera plus comme un fluide incompressible et que le mouvement s'en trouvera modifié. Enfin, l'hypothèse d'isothermicité n'est certainement plus valable, étant donné d'une part la rapidité de la contraction et d'autre part la vitesse limitée de la diffusion thermique dans le liquide.

Nous reprendrons d'abord l'étude de l'influence de la viscosité proposée par divers auteurs en la complétant d'un calcul plus détaillé des pressions en jeu.

L'influence de la compressibilité du liquide avait été étudiée jusqu'ici à l'aide de diverses hypothèses simplificatrices. Nous reprendrons le problème entier en proposant une méthode numérique dénuée de toute hypothèse limitatrice.

Nous examinerons enfin l'interaction des phénomènes thermiques et dynamiques en étudiant le rôle de certains facteurs jusqu'ici négligés et en proposant une méthode numérique tenant compte des divers échanges thermiques entre la bulle et le liquide, en régime non permanent.

A - INFLUENCE DE LA VISCOSITÉ DU LIQUIDE

1/ Hypothèses

Afin de dégager l'influence du facteur étudié, nous supposerons le liquide incompressible et isotherme. Nous poserons également les hypothèses suivantes, en ce qui concerne les gaz contenus dans une bulle :

P_v = constante

P_v = pression de vapeur

et $P_a R^3 = K$ = constante

P_a = pression de l'air dans la bulle

R = rayon de la bulle

ce qui revient à négliger les effets de la vitesse de condensation et de la variation de courbure sur la tension de vapeur, ainsi que la diffusion gazeuse à travers la paroi de la bulle. Ces facteurs ont été pris en considération antérieurement.

Enfin, nous supposerons, dans tout ce qui suit, la masse liquide infinie, soumise à une pression P_o constante à l'infini et soustraite à tout champ de forces.

2/ Equations du mouvement

L'équation générale de Navier-Stokes s'écrit, dans le cas présent :

$$\rho \left(\frac{\overrightarrow{dV}}{dt}\right) = - \overrightarrow{\text{grad}}\ P + \mu \Delta \vec{V}$$

Si l'on transcrit cette équation en coordonnées sphériques on obtient suivant la composante radiale :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r^2}\right) \qquad (13\text{-}1)$$

avec l'équation de continuité :

$$\text{div}\ \vec{V} = 0$$

ou

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} = 0 \qquad (13\text{-}2)$$

u : vitesse radiale

r : distance du centre

ρ : masse spécifique du liquide

ν : viscosité cinématique du liquide.

Nous constatons que le terme de viscosité s'écrit :

$$\nu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r}\right) = 0$$

Il est donc impossible de tenir compte de la viscosité dans l'équation (13-1) en supposant le liquide incompressible.

L'écoulement étant irrotationnel, nous avions admis l'existence d'un potentiel des vitesses :

$$\Phi = \frac{R^2}{r} \left(\frac{dR}{dt}\right)$$

et l'équation (13-1) peut s'intégrer sous la forme de Bernoulli :

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 = \frac{P_o - P}{\rho}$$

soit, en remplaçant Φ par sa valeur :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{P(R) - P_o}{\rho} \qquad (13\text{-}3)$$

P(R) : pression dans le liquide à la paroi de la bulle.

La composante radiale des tensions en un point du liquide étant :

$$P - 2\mu \frac{\partial u}{\partial r}$$

On pourra écrire, à la suite de R. Gilmore [25]

$$P(R) = P_i - \frac{2A}{R} + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{r=R}$$

P_i : pression interne de la bulle

A : tension superficielle,

ce qui donne :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_i - P_o - \frac{2A}{R} - 4\mu \frac{U}{R}\right) \qquad (13\text{-}4)$$

avec

$P_i = P_v$ pour une bulle de vapeur

$P_i = \frac{K}{R^3} + P_v$ pour une bulle contenant de l'air.

3/ Répartition des pressions

En partant directement de l'équation (13-1) et en écrivant l'équation de continuité :

$$ur^2 = UR^2$$

avec $$U = \frac{dR}{dt}$$

on obtient, après intégration :

$$P = P_o + \rho \left[\frac{R}{r} \left(2U^2 + R \frac{dU}{dt}\right) - \frac{R^4}{r^4} \frac{U^2}{2} \right] \qquad (13\text{-}5)$$

Cette équation fournit la répartition des pressions dans l'espace à un instant donné.

4/ Application à un cas particulier

Nous pouvons grouper les équations (13-4) et (13-5), ce qui nous donne le système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{dR}{dt} = U \\ \dfrac{dU}{dt} = \dfrac{1}{R}\left[\dfrac{1}{\rho}\left(P_i - P_o - \dfrac{2A}{R}\right) - \dfrac{3}{2}U^2 - 4\nu\dfrac{U}{R}\right] \\ P = P_o + \rho\left[\dfrac{R}{r}\left(2U^2 + R\dfrac{dV}{dt}\right) - \dfrac{R^4}{r^4}\dfrac{U^2}{2}\right] \end{cases}$$

Nous avons résolu ce système numériquement dans les 2 cas suivants :

a) Pour une bulle de vapeur :

avec

P_o = 1 atmosphère

R_o = 10^{-2} cm : rayon initial de la bulle

R = 293° K : température absolue

ρ = 1 g/cm³.

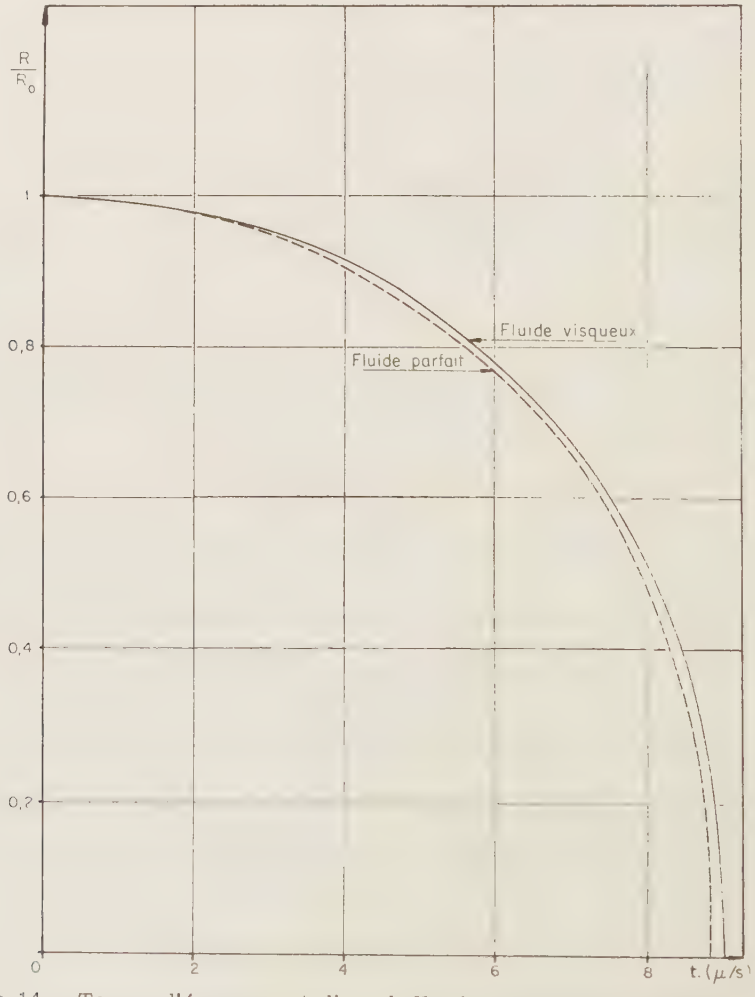


Figure 14 - Temps d'écrasement d'une bulle de vapeur dans un fluide visqueux.

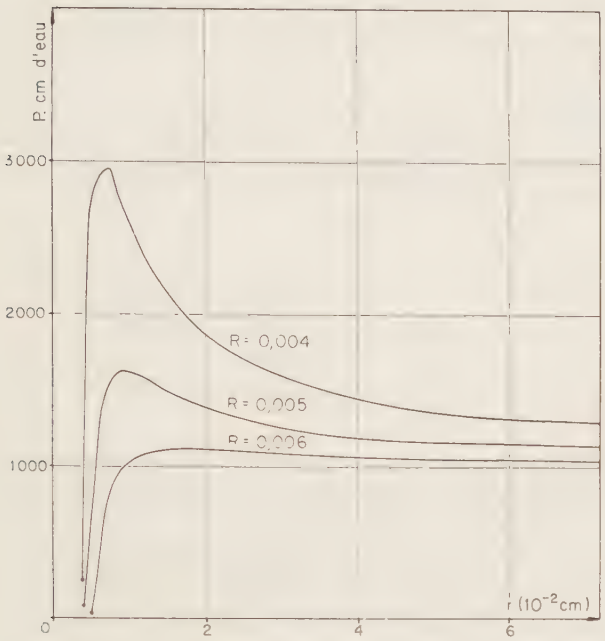


Figure 15a - Distribution des pressions pour une bulle de vapeur (fluide visqueux)

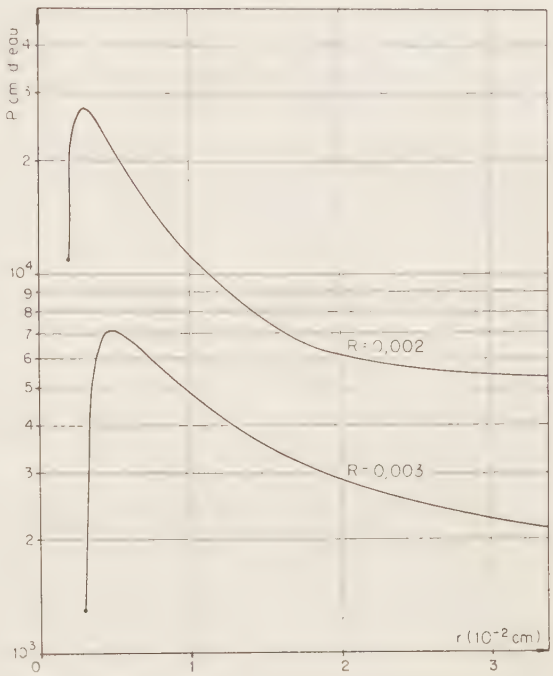


Figure 15b - Distribution des pressions pour une bulle de vapeur (fluide visqueux)

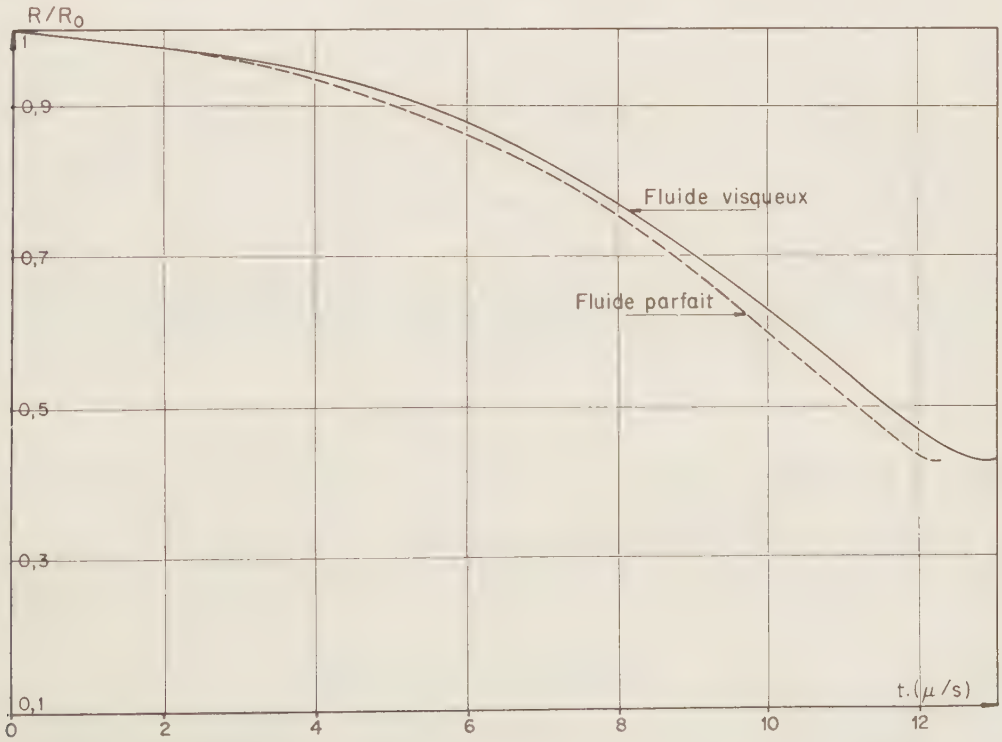


Figure 16 - Evolution d'une bulle contenant de l'air dans un fluide visqueux

Les courbes de la figure 14 représentent l'évolution comparée d'une bulle en fonction du temps dans le cas présent et dans celui où l'on néglige la viscosité. On voit que ce facteur entraîne une augmentation du temps de contraction τ : τ = 9,03 µs contre 8,83 µs dans le cas d'un fluide parfait.

La figure 15 montre également que la répartition des pressions se trouve modifiée, la pression à la paroi de la bulle restant positive et augmentant rapidement avec le degré de contraction. Ce résultat détruit donc toute possibilité d'existence de tensions négatives comme on en avait trouvées dans le cas d'un fluide parfait.

b) Pour une bulle contenant de l'air :

avec une teneur initiale en air : P_{a_0} = 373 cm d'eau.

Bien que, dans ce cas la vitesse maximale soit limitée, la viscosité fait encore sentir son influence par une légère augmentation du temps de contraction, de 12,4 µs à 13 µs (comme l'indique la figure 16).

On trouve donc, de façon générale, un ralentissement du mouvement semblable à celui que L.A. Marique et G. Houghton [26] ont mis en évidence lors de la formation des noyaux de cavitation.

Des résultats trouvés, on peut déduire que la température du liquide affectera le phénomène dans la mesure où elle influence la viscosité. Ainsi à 100°C, la viscosité cinématique de l'eau ne vaut plus que 0,296 centistokes au lieu de 1,008 centistokes à 20°C, ce qui réduit considérablement son importance.

B - INFLUENCE DE LA COMPRESSIBILITÉ DU LIQUIDE

Les résultats auxquels nous sommes arrivés nous ont fait entrevoir l'existence de vitesses très grandes lors de la contraction d'une bulle de vapeur contenant une quantité d'air nulle ou très faible. Ainsi, plusieurs auteurs ont essayé de prendre en compte la compressibilité du liquide qui devrait se manifester pour des vitesses excédant la célérité du son dans le milieu. F.R. Gilmore [25] établit des expressions analytiques des vitesses et des pressions en s'aidant de développements limités valables dans le cas de nombres de Mach très faibles.

C. Hunter [4] complète la solution en étudiant la phase finale de disparition d'une bulle. Il pose pour cela certaines lois de variation des vitesses du fluide et du son, lorsque le rayon de la bulle devient très faible. Toutefois, la condition aux limites prise dans cette étude,

$$c = 0 \qquad \text{pour} \qquad r = R$$

c : célérité du son

et non valable physiquement, amena M. Holt et N.J. Schwartz à considérer une forme corrigée de la solution de C. Hunter [28].

Nous avons pensé qu'à titre de comparaison avec les solutions précédemment offertes et en vue d'éliminer toute hypothèse simplificatrice, il serait bon de procéder à une approche numérique du problème.

1/ Hypothèses

Nous négligerons ici les termes de viscosité. Nous ne tiendrons pas davantage compte de la tension superficielle qui introduirait des pressions négatives non compatibles avec l'équation d'état du liquide [1].

2/ Equations du mouvement

L'équation (13-1) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \tag{13-6}$$

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) = 0 \tag{13-7}$$

Il nous faut également admettre une équation d'état du fluide, de la forme :

$$\left(\frac{P + B}{B} \right) = \left(\frac{\rho}{\rho_o} \right)^{\gamma} \tag{13-8}$$

nous supposerons donc que B est une constante et que la masse spécifique ρ ne dépend que de la pression ce qui revient à négliger les variations d'entropie du système.

Nous pouvons alors écrire le système suivant :

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\gamma B}{\rho_o^{\gamma}} \rho^{\gamma - 2} \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0 \right. \tag{13-9}$$

$$\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right) = 0 \right. \tag{13-10}$$

avec les relations générales :

$$\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} dt + \frac{\partial \rho}{\partial r} dr - d\rho = 0 \right. \tag{13-11}$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} dt + \frac{\partial u}{\partial r} dr - du = 0 \right. \tag{13-12}$$

Les équations (13-9) (13-10) (13-11) et (13-12), forment un système d'équations différentielles aux dérivées partielles dont la validité exige la nullité des déterminants correspondants, ce qui entraîne les deux relations :

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{2C}{\gamma - 1} \pm u \right) = - \frac{2u\, C}{r} \right. \tag{13-13}$$

$$\left[\frac{dr}{dt} = u \pm C \right. \tag{13-14}$$

avec

$$C^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\gamma B}{\rho O} \left(\frac{P + B}{B} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \tag{13-15}$$

C : étant la célérité du son.

3/ Application à un cas particulier

Nous avons résolu numériquement le système des équations (13) et (14) par la méthode des caractéristiques.

Nous avons considéré une bulle de vapeur :

avec

P_o = 1 atmosphère

R_o = 10^{-2} cm

T = 293° K

Nous prenons au départ des conditions de vitesse et de pression correspondant à une vitesse de la paroi égale au dixième de la vitesse du son, et déterminées suivant les équations relatives au fluide incompressible.

Partant de là, nous opérons suivant la méthode décrite en annexe.

Pour l'équation de continuité, nous avons pris à la suite de C. Hunter, les valeurs suivantes :

γ = 7

B = 3 k-bar

La figure 17 montre l'évolution du rayon de la bulle comparativement à celle calculée pour un liquide incompressible et met en évidence une diminution sensible de la vitesse de contraction de la bulle dans la phase finale du mouvement.

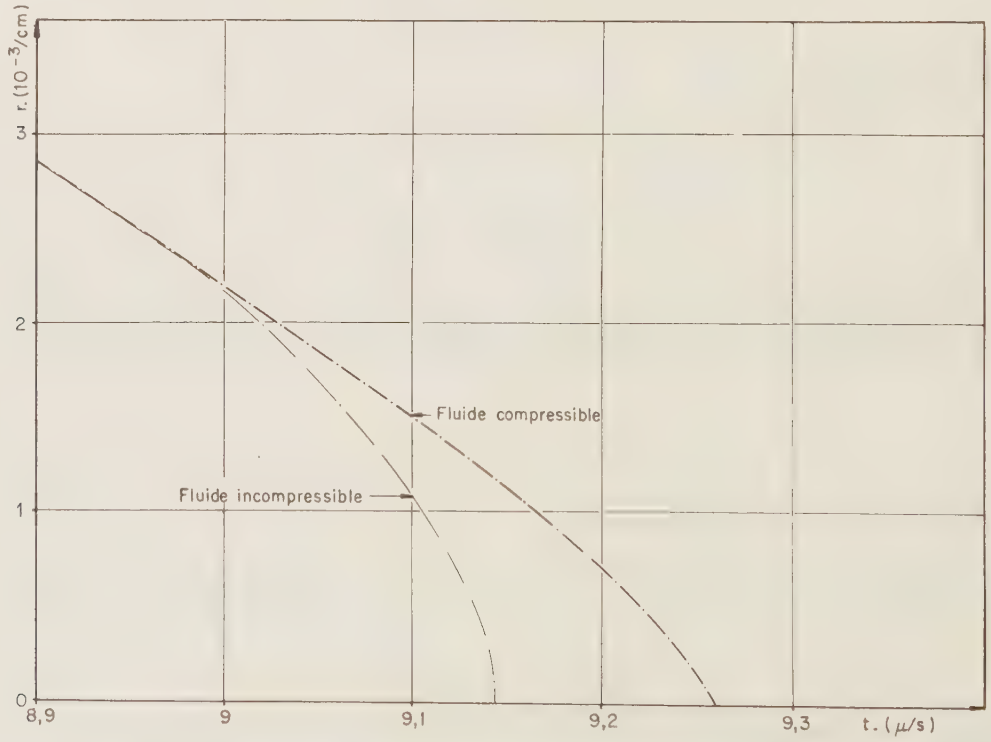


Figure 17 - Contraction d'une bulle de vapeur dans un fluide compressible

R_o = 10^{-2}cm
P_o = 1 atmosphère

ANNEXE

Méthode numérique de calcul de la contraction d'une bulle de vapeur dans un liquide compressible

Le système des équations (13-13), (13-14) permet de tracer deux familles de caractéristiques C^+ et C^- dans le plan (r, t), suivant le signe adopté dans les équations.

Au temps t = 0, nous connaissons l'état du liquide en tout point, c'est-à-dire les valeurs de u, C, P et ρ. Cet état est représenté par les points A_0, A_1 ..... A_{n-1}, A_n de l'axe de r (figure 18).

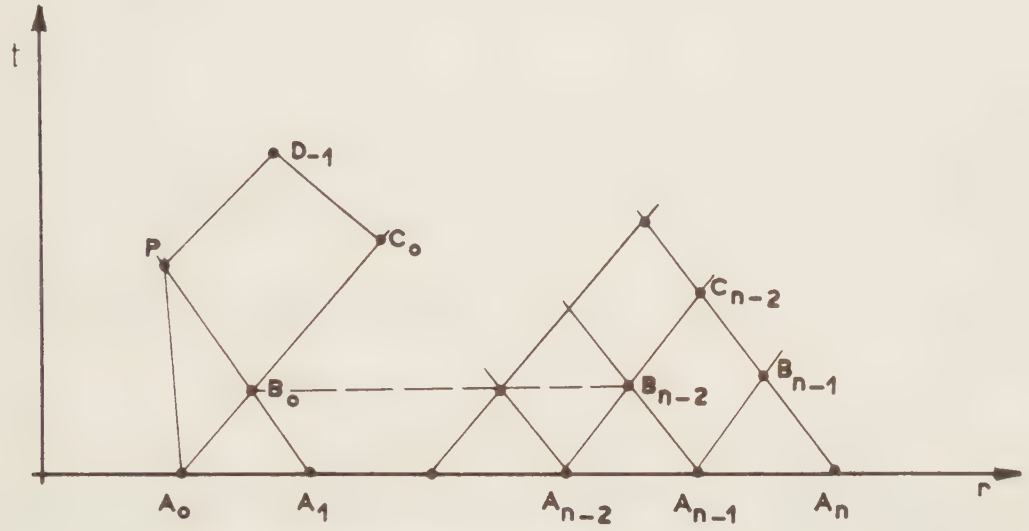


Figure 18 - Schéma de calcul des caractéristiques dans un fluide compressible

Les caractéristiques C^+ et C^- issues respectivement des points A_{n-1} et A_n se coupent en un point B_{n-1} dont la position est déterminée par l'équation (13-14) :

$$t_{B_{n-1}} = \frac{r_{A_n} - r_{A_{n-1}} + \left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_{n-1}} t_{B_{n-1}} - \left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_n} t_{A_n}}{\left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_{n-1}} - \left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_n}} \qquad (13\text{-}16)$$

$$r_{B_{n-1}} = r_{A_{n-1}} - \left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_{n-1}} t_{A_{n-1}} + \left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_{n-1}} t_{B_{n-1}} \qquad (13\text{-}17)$$

avec

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_{n-1}} = U_{A_{n-1}} + C_{A_{n-1}} \qquad (13\text{-}18)$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_n} = U_{A_n} - C_{A_n} \qquad (13\text{-}19)$$

L'équation (13-13) permet alors de calculer les valeurs de U et C au point B_{n-1} :

$$U_{B_{n-1}} = \frac{1}{2}\left[\frac{2}{\gamma - 1}\left(C_{A_{n-1}} - C_{A_n}\right) + U_{A_{n-1}} + U_{A_n} - 2\left(\frac{UC}{r}\right)_{A_{n-1}}\left(t_{B_{n-1}} - t_{A_{n-1}}\right) + 2\left(\frac{UC}{r}\right)_{A_n}\left(t_{B_{n-1}} - t_{A_n}\right)\right]$$

$$C_{B_{n-1}} = \frac{\gamma - 1}{4}\left[\frac{2}{\gamma - 1}\left(C_{A_{n-1}} + C_{A_n}\right) + U_{A_{n-1}} - U_{A_n} - 2\left(\frac{UC}{r}\right)_{A_{n-1}}\left(t_{B_{n-1}} - t_{A_{n-1}}\right) - 2\left(\frac{UC}{r}\right)_{A_n}\left(t_{B_{n-1}} - t_{A_n}\right)\right]$$

Nous pouvons recommencer la même opération pour le point B_{n-2} déterminé à partir de A_{n-2} et A_{n-1}, puis pour C_{n-2} déterminé à partir de B_{n-2} et B_{n-1}, etc...

L'évolution du mouvement à la paroi de la bulle est représentée par le point P déterminé à partir de A_0 et A_1. Le segment A_{oP} correspondant à $\frac{dr}{dt} = U$

U : vitesse de la paroi.

On a donc pour P les mêmes relations que pour le point B_{n-1} en remplaçant l'égalité (13-18) par :

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{A_0} = U_{A_0} = U_A$$

La valeur de C découle directement de la connaissance de la pression à la paroi de la bulle en appliquant la relation (13-15); u est alors calculé par l'équation (13-13) relative à la caractéristique C^- issue de B_0 :

$$U_P = \frac{2}{\gamma - 1}\left(C_P - C_{B_o}\right) + U_{B_o} + 2\left(\frac{UC}{r}\right)_{B_o}\left(t_P - t_{B_o}\right)$$

A partir de là, on détermine le point D_{-1} par l'intersection des caractéristiques C^- issue de C_o et C^+ issue de P.

Nous présentons ci-dessous le programme de calcul sur calculatrice CAB 500 avec les correspondances suivantes :

r R, S, G, L, X.

t T, U, M, N, Y.

u V, W, P, Q, E.

C A, B, C, D, F.

```
PAF
i=21 A B C D E F G L M N P Q R S T U V W X Y Z

1 POSER K=1 L0=X0 N0=Y0 Q0=E0 D0=F0
2 POSER I=0 J=1
3 POSER Si=Xk Ui=Yk Wi=Ek Bi=Fk
4 POSER Ri=Li Ti=Ni Vi=Qi Ai=Di
5 FAIRE Uj=(Ri-Si+Ui(Wi+Bi)-Ti(Vi-Ai))/(Wi+Bi-Vi+Ai)
6 FAIRE Sj=Si+(Wi+Bi)(Uj-Ui)
7 FAIRE Bj=1,5((Bi+Ai)/3+Wi-Vi-2WiBi(Uj-Ui)/Si-2ViAi(Uj-Ti)/Ri)
8 FAIRE Wj=0,5((Bi-Ai)/3+Wi+Vi-2WiBi(Uj-Ui)/Si+2ViAi(Uj-Ti)/Ri)
9 FAIRE Zj=3000000000( EXP (1,167 LN (Bj2/21000000000))-1)
10 IMPRIMER AVEC 10 DEC RC Uj TAB "Sj" TAB "Bj" TAB "Wj" TAB "Zj"
11 INTERROGATION
12 FAIRE I=I+1
13 FAIRE J=I+1
14 SI J < K ALLER EN 4
15 FAIRE K=K+1
16 SI K > 20 ALLER EN 57
17 POSER I=0 J=1
18 POSER Li=Xk Ni=Yk Qi=Ek Di=Fk
19 POSER Gi=Si Mi=Ui Pi=Wi Ci=Bi
20 FAIRE Nj=(Gi-Li+(Qi+Di)Ni-(Pi-Ci)Mi)/(Qi+Di-Pi+Ci)
21 FAIRE Lj=Li+(Qi+Di)(Nj-Ni)
22 FAIRE Dj=1,5((Di+Ci)/3+Qi-Pi-2QiDi(Nj-Ni)/Li-2PiCi(Nj-Mi)/Gi)
23 FAIRE Qj=0,5((Di-Ci)/3+Qi+Pi-2QiDi(Nj-Ni)/Li+2PiCi(Nj-Mi)/Gi)
24 FAIRE Zj=3000000000( EXP (1,167 LN (Dj2/21000000000))-1)
25 IMPRIMER AVEC 10 DEC RC Nj TAB "Lj" TAB "Dj" TAB "Qj" TAB "Zj"
26 INTERROGATION
27 FAIRE I=I+1
28 FAIRE J=I+1
29 SI J < K ALLER EN 19
30 FAIRE K=K+1
31 SI K > 20 ALLER EN 33
32 ALLER EN 2
33 POSER H=20
34 POSER I=0 J=1
35 FAIRE H=H-1
36 SI H < 0 ALLER EN 82
37 POSER Ri=Li Ti=Ni Vi=Qi Ai=Di
38 POSER Rj=Lj Tj=Nj Vj=Qj Aj=Dj
39 FAIRE Ui=(Rj-Ri-(Vj-Aj)Tj+ViTi)/(Vi-Vj+Aj)
40 FAIRE Si=Ri+Vi(Ui-Ti)
41 POSER Bi=145000
42 FAIRE Wi=(Bi-Aj)/3+Vj+(2VjAj/Rj)(Ui-Tj)
43 POSER Zi=23000
44 IMPRIMER AVEC 10 DEC RC Ui TAB "Si" TAB "Bi" TAB "Wi" TAB "Zi"
45 INTERROGATION
46 FAIRE I=I+1                                                    ... / ...
47 SI J > H ALLER EN 58
```

```
48 FAIRE J=I+1
49 FAIRE K=I-1
50 POSER Rj=Lj Tj=Nj Vj=Qj Aj=Dj
51 FAIRE Ui=(Rj-Sk+(Wk+Bk)Uk-(Vj-Aj)Tj)/(Wk+Bk-Vj+Aj)
52 FAIRE Si=Sk+(Wk+Bk)(Ui-Uk)
53 FAIRE Bi=1,5((Bk+Aj)/3+Wk-Vj-2WkBk(Ui-Uk)/Sk-2VjAj(Ui-Tj)/Rj)
54 FAIRE Wi=0,5((Bk-Aj)/3+Wk+Vj-2WkBk(Ui-Uk)/Sk+2VjAj(Ui-Tj)/Rj)
55 FAIRE Zi=3000000000( EXP (1,167 LN (Bi^2/21000000000))-1)
56 ALLER EN 44
57 POSER H=20
58 FAIRE H=H-1
59 SI H < 0 ALLER EN 82
60 POSER I=0 J=1
61 POSER Gi=Si Mi=Ui Pi=Wi Ci=Bi
62 POSER Gj=Sj Mj=Uj Pj=Wj Cj=Bj
63 FAIRE Ni=(Gj-Gi-(Pj-Cj)Mj+PiMi)/(Pi-Pj+Cj)
64 FAIRE Li=Gi+Pi(Ni-Mi)
65 POSER Di=145000
66 FAIRE Qi=(Di-Cj)/3+Pj+2PjCj(Ni-Mj)/Gj
67 POSER Zi=23000
68 IMPRIMER AVEC 10 DEC RC Ni TAB "Li" TAB "Di" TAB "Qi" TAB "Zi"
69 INTERROGATION
70 FAIRE I=I+1
71 SI J > H ALLER EN 34
72 FAIRE J=I+1
73 FAIRE K=I-1
74 POSER Gj=Sj Mj=Uj Pj=Wj Cj=Bj
75 FAIRE Ni=(Gj-Lk+(Qk+Dk)Nk-(Pj-Cj)Mj)/(Qk+Dk-Pj+Cj)
76 FAIRE Li=Lk+(Qk+Dk)(Ni-Nk)
77 FAIRE Di=1,5((Dk-Cj)/3-Qk-Pj-2QkDk(Ni-Nk)/Lk-2PjCj(Ni-Mj)/Gj
78 FAIRE Qi=0,5((Dk-Cj)/3+Qk+Pj-2QkDk(Ni-Nk)/Lk+2PjCj(Ni-Mj)/Gj
79 FAIRE Zi=3000000000( EXP (1,167 LN (Di^2/21000000000))-1)
80 ALLER EN 68
81 FIN
FIN
```

C - THERMODYNAMIQUE DES BULLES

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que des bulles de cavitation évoluant de façon isotherme. Or, s'il est vrai que la température moyenne d'un liquide cavitant ne varie pratiquement pas, il apparaît qu'au niveau d'une bulle, des variations considérables peuvent se produire, le phénomène de condensation ou de compression de la vapeur étant exothermique.

1/ Equations du mouvement

Nous supposerons le mouvement régi par l'équation (13-4) que l'on peut écrire :

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{R}\left[\frac{1}{\rho}(P_i - P_o) - \frac{2A}{R} - \frac{3}{2}U^2 - 4\nu\frac{U}{R}\right] \qquad (13\text{-}20)$$

avec $P_i = P_v$ pour une bulle de vapeur,

et $P_i = P_a + P_v$ pour une bulle contenant de l'air.

Pour évaluer P_v, nous assimilerons la vapeur à un gaz parfait :

$$P_v \frac{dV}{dt} + V \frac{dP_v}{dt} = \frac{\mathcal{R}T}{M_v} \frac{dm_v}{dt} + \frac{m_v \mathcal{R}}{M} \frac{dT}{dt} \qquad (13\text{-}21)$$

avec

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 \text{ volume de la bulle}$$

m_v : masse de vapeur dans la bulle

M_v : masse molaire de la vapeur

$\mathcal{R}$: constante des gaz parfaits

Nous avons établi la formule :

$$\frac{dm_v}{dt} = 4 \pi R^2 (P_v^* - P_v) \sqrt{\frac{M_v}{2 \pi \mathcal{R} T}} \qquad (13\text{-}22)$$

avec

$$P_v^* = P_v^* (R, T)$$

tension théorique de vapeur pour une certaine courbure et une certaine température :

$$P_v^* = P_v (T) \exp \left(- \frac{v_L}{\mathcal{R}T} \frac{2A}{R} \right)$$

v_L : volume spécifique du liquide

dm_v : variation de la masse de vapeur dans la bulle

A : tension superficielle.

La relation (13-21) peut alors s'écrire :

$$\frac{dP_v}{dt} = \frac{3}{R} \left[(P_v^* - P_v) \sqrt{\frac{\mathcal{R}T}{2 \pi M_v}} - P_v U \right] + \frac{P_v}{T} \frac{dT}{dt} \qquad (13\text{-}23)$$

P_a s'évalue aisément

$$P_a = P_{ao} \frac{R_o^3}{R^3} \frac{T}{T_o} \qquad (13\text{-}24)$$

Il faut maintenant établir la relation qui peut exister entre les échanges calorifiques à la paroi et les variations de température de celle-ci.

2/ Echanges thermiques

La chaleur dégagée à la paroi de la bulle par la condensation ou la vaporisation, par unité de temps et de surface, est :

$$Q_p = - \frac{L}{4 \pi R^2} \frac{dm_v}{dt}$$

A cette chaleur correspond un flux :

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_1$$

vers l'intérieur de la bulle

et

$$- \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_2$$

vers l'extérieur.

L : chaleur latente de vaporisation à la température T

λ : coefficient de conductivité

d'où la relation :

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_1 - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_2 = - \frac{L}{4\pi R^2} \frac{dm_v}{dt} \qquad (13\text{-}25)$$

Les difficultés rencontrées pour évaluer les termes $\frac{\partial T}{\partial r}$ viennent de ce que l'on est en régime non permanent et qu'il faudrait intégrer l'équation de Fourier de part et d'autre de la paroi.

Une première solution du problème fut apportée par M.S. Plesset et S.A. Zwick [29] en résolvant par approximations successives l'équation :

$$\Delta T = \frac{1}{K} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\lambda} \frac{dn}{dt}$$

avec

$$K = \frac{\lambda}{C\rho}$$

coefficient de diffusion thermique

n(t) : source de chaleur par unité de volume de liquide.

On obtient alors une expression analytique de la température dans le liquide, valable dans le cas où la couche de diffusion thermique est très faible comparativement au rayon de la bulle.

Les auteurs ont appliqué cette solution au cas d'une bulle de vapeur [30] en écrivant l'équation (13-25) sous la forme :

$$4\pi \lambda R^2 \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{4\pi}{3} L \frac{d(\rho' R^3)}{dt}$$

avec

ρ' : densité de la vapeur

ce qui revient à faire

$$- \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\right)_1 = 0$$

et à supposer que la vapeur est en équilibre thermique et dynamique, à la température de la paroi.

Wen-Hsiungli [31] a traité le problème dans le cas d'une cavité unidimensionnelle, et arrive à des résultats qualitativement semblables en négligeant également les échanges internes.

Nous avons vu que, lors de la phase finale de la contraction, d'une bulle, la vapeur peut être fortement comprimée et apporter ainsi des modifications sensibles.

a) Echanges internes

Nous pouvons exprimer de façon simple la chaleur reçue par les gaz internes, en les assimilant à des gaz parfaits :

$$\frac{dQ_1}{dt} = C_v \frac{dT}{dt} + P_i \frac{dV}{dt} \qquad (13\text{-}26)$$

m : masse totale de gaz dans la bulle : $m = m_a + m_v$

$P_i = P_a + P_v$

C_v : capacité calorifique du mélange : $C_v = M m_a C_{Va} + m_v C_{Vv}$

C_{Va} : chaleur spécifique de l'air à volume constant

V_{Vv} : chaleur spécifique de la vapeur à volume constant.

La relation (13-26) s'écrit encore :

$$\frac{dQ_1}{4\pi R^2 dt} = \frac{R}{3} \left(\frac{M_a P_a C_{Va} + M_v P_v C_{vv}}{\mathcal{R}T} \right) \frac{dT}{dt} + 4\pi R^2 (P_a + P_v) \frac{dR}{dt} \qquad (13\text{-}27)$$

avec

M_a : masse molaire de l'air

M_v : masse molaire de la vapeur

d'où l'équation d'échange, en portant les relations (13-22) et (13-27) dans l'équation (13-25) :

$$\frac{dT}{dt} = \left[\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right)_2 - L (P_v^* - P_v) \sqrt{\frac{M}{2\pi \mathcal{R}T}} - (P_a + P_v) U \right] \frac{3\mathcal{R}T}{R (M_a P_a C_{va} + M_v P_v C_{vv})} \qquad (13\text{-}28)$$

b) Diffusion thermique dans le liquide.

Afin d'éliminer toute hypothèse simplificatrice au départ dans la résolution de ce problème, nous avons pensé élaborer une méthode numérique dont la précision ne dépend plus que de la fragmentation du problème et par conséquent des possibilités de la calculatrice électronique.

Il nous faut donc connaître la répartition des températures dans le liquide afin de déterminer à chaque instant la valeur du gradient à la paroi :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_2 \text{ que l'on appellera à présent } \frac{\partial T}{\partial r}$$

Raisonnons dans un système d'axes se déplaçant à la vitesse U de la paroi de la bulle. En un point du liquide situé à la distance $r = R + \delta r$ du centre, la vitesse est :

$$u = U\left(\frac{R^2}{r^2} - 1\right) = U\,\frac{\delta r}{R + \delta r}\left(\frac{\delta r}{R + \delta r} - 2\right) \qquad (13\text{-}29)$$

lorsque la bulle devient très petite, on n'a pas forcément :

$$\frac{\delta r}{R + \delta r} \ll 1$$

L'équation de diffusion s'écrit en coordonnées sphériques :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\,\frac{\partial T}{\partial r} = K\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\,\frac{\partial T}{\partial r}\right)$$

Si nous coupons le fluide en tranches d'épaisseur ε (voir figure 19), nous pouvons transcrire l'équation de diffusion à l'aide de différences finies :

$$\frac{\partial T_n}{\partial t} = K\left[\frac{T_{n-1} + T_{n+1} - 2T_n}{\varepsilon^2} + \frac{2}{R + \delta r}\left(\frac{T_{n+1} - T_{n-1}}{2\varepsilon}\right)\right] u\left(\frac{T_{n+1} - T_{n-1}}{2\varepsilon}\right)$$

avec

$$\delta r = \frac{2n + 1}{2}\,\varepsilon$$

soit :

$$(T_n)_{t+dt} = (T_n)_t + \left[\frac{\lambda}{C\rho}\left[\frac{(T_{n-1})_t + (T_n + 1)_t - 2\,(T_n)_t}{\varepsilon^2} + \frac{2}{R + \frac{(2n+1)\varepsilon}{2}}\left(\frac{(T_n + 1)_t - (T_n - 1)_t}{2\varepsilon}\right)\right]\right.$$

$$\left. + \frac{(2n + 1)\,[4R + (2n + 1)\varepsilon]}{[2R + (2n + 1)\varepsilon]^2}\,U\left(\frac{(T_n + 1)_t - (T_n - 1)_t}{2}\right)\right] dt \qquad (13\text{-}30)$$

L'équation (13-30) permet donc de calculer le profil des températures au temps t + dt lorsqu'on le connaît au temps t.

Conditions aux limites

Au temps t = 0, la vitesse est nulle. Si, de plus, on a $\frac{\varepsilon}{R} \ll 1$, on peut utiliser la solution de Cauchy, dans les tranches adjacentes à la paroi :

$$T(r,\ t) = T_o\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_o^{\varphi} e^{-\varphi^2}\,d\varphi\right)$$

avec

$$\varphi = \frac{\delta r}{2\sqrt{Kt}}$$

T_o : température à la paroi.

Au temps dt, la profondeur de pénétration de la chaleur est la valeur l de δr pour laquelle on a

$$\int^{\varphi} e^{-\varphi^2}\,d\varphi = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

soit : $\varphi = 2$ et

$$l = 4\sqrt{Kdt}$$

On peut donc, au temps dt, assimiler le profil à un segment de droite dont les projections sur les axes sont $4\sqrt{Kdt}$ et dT (voir figure 19), l'approximation étant d'autant meilleure que dt et dT sont faibles.

Choix de ε

Pour déterminer le second profil, au temps 2 dt, il faut calculer $(T_1)_{2dt}$ à partir de $(T_0)_{dt}$, $(T_1)_{dt}$ et $(T_2)_{dt}$, ce qui exige au moins $(T_0)_{dt} \neq (T_1)_{dt}$.

On prendra donc

$$4\sqrt{Kdt} = \frac{3}{2}\varepsilon \text{ (figure 19)}$$

soit :

$$\varepsilon = \frac{8}{3}\sqrt{Kdt} \qquad (13\text{-}31)$$

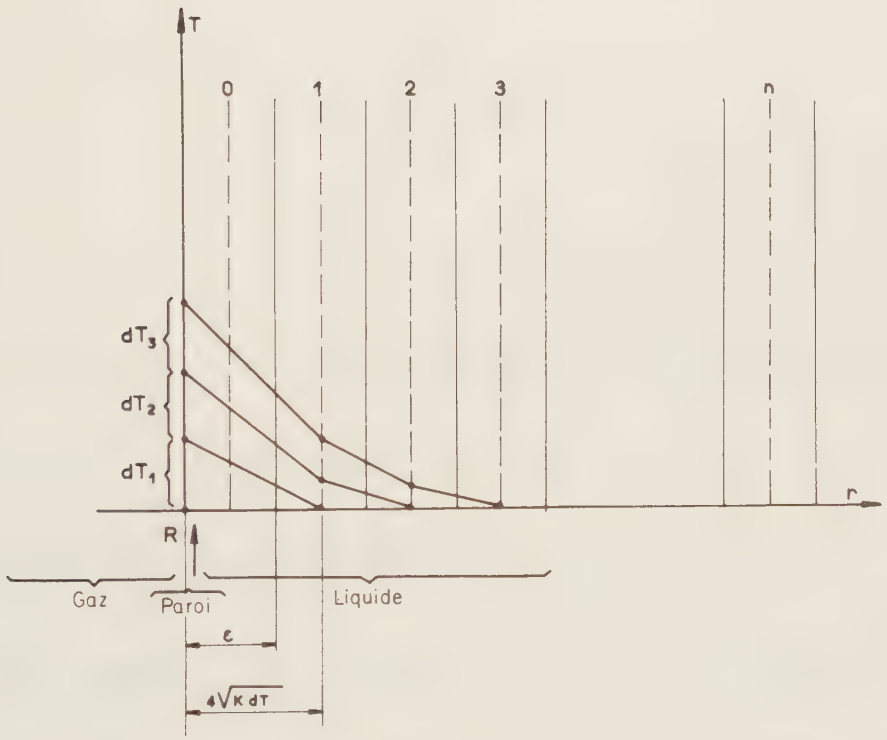


Figure 19 - Evolution du profil des températures dans le liquide

Calcul de $\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R}$

La forme des profils varie comme l'indique la figure 19, la température de la paroi variant de $(dT)_i$ durant chaque intervalle de temps dt.

On prendra alors :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{T_i - T}{\frac{3}{2}\varepsilon}$$

La programmation sur calculatrice CAB 500 est présentée en annexe.

3/ Application à un cas particulier

Nous avons résolu numériquement sur calculatrice IBM 7 090 le système représenté par les équations (13-5), (13-20), (13-23), (13-24) et (13-28) en y adjoignant la relation :

$$\frac{dR}{dt} = U$$

Nous avons considéré le cas d'une bulle de vapeur avec :

$R_o = 10^{-2}$ cm

P_o = 1 atmosphère

$T_o = 293°K$

$C_{va} = 0,723.10^7$ erg/g. °C

$C_{vv} = 1,4\ 10^7$ erg/g. °C

$\lambda = 5,85\ 10^4$. erg/cm.s. °C

$L = 2,45\ 10^{10}$ erg/g. à 20°C

La température du système évoluant, nous avons dû utiliser une fonction analytique représentant les variations de $P_v^*(T)$, tirée des tables de Koch, valable entre 275°K et 425°K avec une approximation meilleure que 5 °/₀₀.

$$P_v^*(T) = \exp.\left[14,287\ 9276 - 2,615\ 3638\ T + \frac{1}{T}\left(-4,585\ 6833 - \frac{0,140\ 5652}{T}\right)\right]$$

Toutefois, les résultats ne peuvent représenter la réalité que d'assez loin, car il faudrait faire varier les autres paramètres physiques du problème, qui sont fonction de la température et de la pression, alors que nous avons conservé tout au long du calcul leur valeur initiale.

La figure 20 représente l'évolution d'une bulle de vapeur. Il apparaît alors que les variations importantes de température ne se manifestent que dans la phase finale du mouvement.

La figure 21 est relative à une bulle contenant de l'air avec une pression d'air initiale : P_{a_o} = 373 cm d'eau. On peut noter, dans ce cas, une variation de température bien moins accentuée que précédemment.

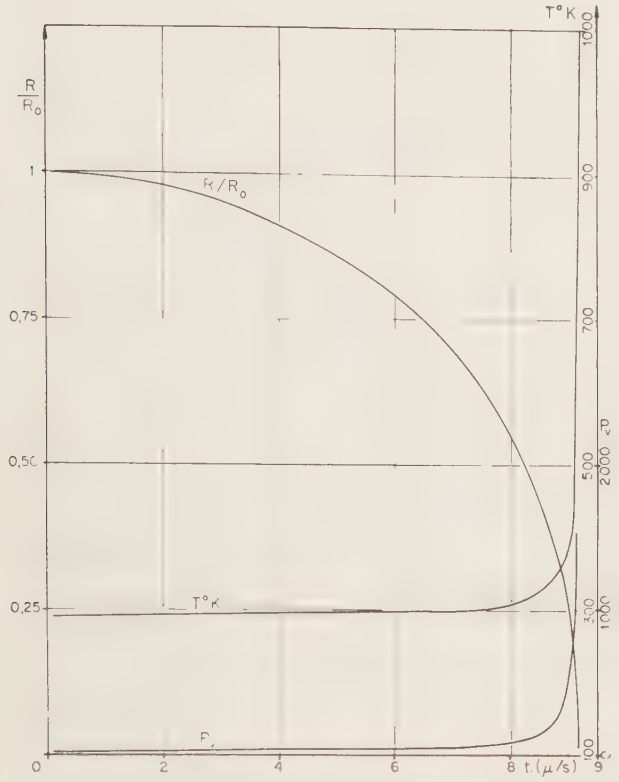


Figure 20 - Evolution non isotherme d'une bulle de vapeur

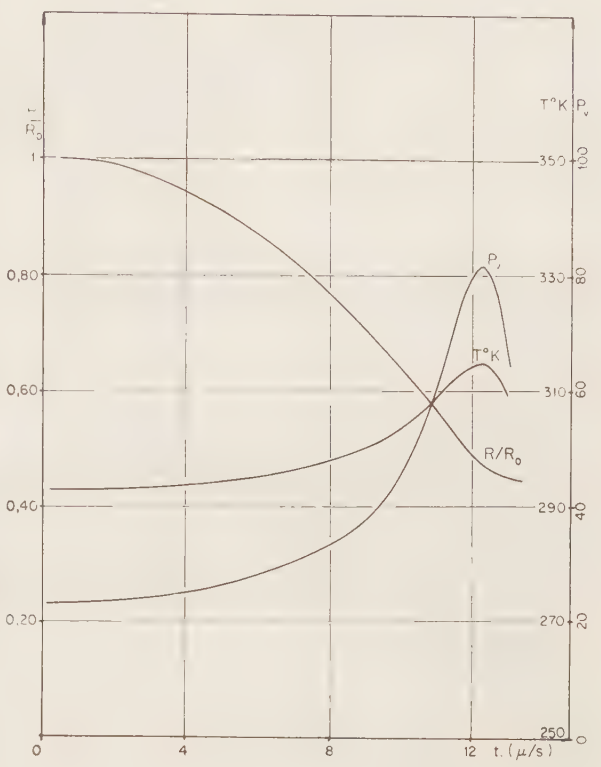


Figure 21 - Evolution non isotherme d'une bulle contenant de l'air

ANNEXE

Programme de calcul sur calculatrice CAB 500.

Correspondance entre les lettres du programme et du texte :

A $\longrightarrow (T_{n-1})t$

B $\longrightarrow (T_n)t$

C $\longrightarrow (T_{n+1})t$

D $\longrightarrow T_o$

E $\longrightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R}$

F $\longrightarrow dT$

G_i et $H_i \longrightarrow (T_i)t + dt$

L $\longrightarrow dT$

M $\longrightarrow P(r)$

$P \longrightarrow P_v$

$Q \longrightarrow P_a$

R et $S_o \longrightarrow R$

U et $V \longrightarrow U$

$W \longrightarrow P_v^*$

$T \longrightarrow T$

$X \longrightarrow \varepsilon$

PAF

```
PAF
ι=1350 G H

1 POSER L=0,000000001 X=0,000004
2 POSER V=0 S=0,01 D=293 T=293 N=-2 P=23132,106 Y=0,01
3 FAIRE W=1000000 EXP (14,2979276-0,00261536(8T-(4565,6833+140565,2/T)/T-0,
                                                              0000316/ST)
4 FAIRE Q=0,00125T/S³
5 FAIRE U=V+(Q+P-146/S-0,04032V/S-1,5V²-1013000)L/3
6 FAIRE R=S+VL
7 POSER I=0
8 FAIRE J=I+1
9 FAIRE K=I+2
10 SI I > N ALLER EN 13
11 POSER A=H_I
12 ALLER EN 14
13 POSER A=D
14 SI J > N ALLER EN 17
15 POSER B=H_J
16 ALLER EN 18
17 POSER B=D
18 SI K > N ALLER EN 21
19 POSER C=H_K
20 ALLER EN 22
21 POSER C=D
22 FAIRE G_J=B-0,00141((A+C-2B)/X²+2(C-A)/(2SX+(2J+1)X²)+(2J+1)(4S+(2J+1)X
                                                    (C-A)VL 2 (2S+(2J+1)X)²
23 SI I > 0 ALLER EN 25
24 FAIRE G_I=2T/3+G_J/3
25 SI I ⩾ N ALLER EN 28
26 FAIRE I=I+1
27 ALLER EN 8
28 FAIRE E=2(G_1-T)/3X
29 FAIRE F=(24,96T/(20,9Q+25,1ST))(8500E-2450000(W-P)√(3,44/T)-(Q+P)V)L/S
30 FAIRE T=T+F
31 FAIRE P=P+3(14700(W-P)-PV)L/S+PF/T
32 IMPRIMER AVEC 6 DEC RC U TAB "R" TAB "P" TAB "T" TAB "N"
33 INTERROGATION
```

```
34 FAIRE N=N+1
35 SI R > Y ALLER EN 42
36 POSER Z=1
37 FAIRE M=1033+1,02(Z(0,002U²+0,001R(U-V)/L)-0,0005Z⁴U²)
38 IMPRIMER AVEC 6 DEC RC Z TAB "M"
39 FAIRE Z=Z-0,1
40 SI Z > 0 ALLER EN 37
41 FAIRE Y=Y-0,001
42 POSER V=U S=R
43 FAIRE W=1000000 EXP (14,2879276-0,002615638T-(4585,6833+140565,2/T)/T-0,
                                                                  0000316/ST)
44 FAIRE Q=0,00125T/S³
45 FAIRE U=V+(Q+P-146/S-0,04032V/S-1,5V²-1013000)L/S
46 FAIRE R=S+VL
47 POSER I=0
48 FAIRE J=I+1
49 FAIRE K=I+2
50 SI I > N ALLER EN 53
51 POSER A=G_I
52 ALLER EN 54
53 POSER A=D
54 SI J > N ALLER EN 57
55 POSER B=G_J
56 ALLER EN 58
57 POSER B=D
58 SI K > N ALLER EN 61
59 POSER C=G_K
60 ALLER EN 62
61 POSER C=D
62 FAIRE H_J=B+0,0014L((A+C-2B)/X²+2(C-A)/(2SX+(2J+1)X²))+(2J+1)(4S+(2J+1)X)
                                                        (C-A)VL/2 (2S+(2J+1)X)²
63 SI I > 0 ALLER EN 65
64 FAIRE H_I=2T/3+H_J/3
65 SI I > N ALLER EN 68
66 FAIRE I=I+1
67 ALLER EN 48
68 FAIRE E=2(H_1-T)/3X
69 FAIRE F=(24,96T/(20,9Q+25,15P))(58500E-2450000(W-P)√(3,44/T)-(Q+P)V)L/S
70 FAIRE T=T+F
71 FAIRE P=P+3(14700(W-P)-PV)L/S+PF/T
72 IMPRIMER AVEC 6 DEC RC U TAB "R" TAB "P" TAB "T" TAB "N"
73 INTERROGATION
74 FAIRE N=N+1
75 SI R < Y ALLER EN 79
76 POSER V=U S=R
77 SI V > 0 ALLER EN 86
78 ALLER EN 3
79 POSER Z=1
80 FAIRE M=1033+1,02(Z(0,002U²+0,001R(U-V)/L)-0,0005Z⁴U²)
```

```
81 IMPRIMER AVEC 6 DEC RC Z TAB "M"
82 FAIRE Z=Z-0,1
83 SI Z > 0 ALLER EN 80
84 FAIRE Y=Y-0,001
85 ALLER EN 76
86 FIN
FIN
```

CONCLUSION PARTIELLE

Les résultats acquis dans ce chapitre nous permettent d'apprécier la validité des hypothèses simplificatrices faites dans le chapitre précédent.

On peut constater que, dans le cas de l'eau, aux températures usuelles d'utilisation, la prise en compte de la viscosité, de la compressibilité et des échanges thermiques ne modifie absolument pas l'allure générale de l'écrasement des bulles.

La diminution de vitesse due à la viscosité ou à la compressibilité ne se fait sentir de façon sensible que dans les tout derniers moments de l'écrasement, c'est-à-dire pour un degré de contraction $\frac{R}{R_o}$ voisin de 0,1.

L'étude thermodynamique du phénomène montre cependant une brusque élévation de la température à la paroi de la bulle, ainsi qu'un accroissement brutal de la pression dans la bulle. On peut alors penser que des effets thermiques viennent s'ajouter aux origines dynamiques de l'érosion. Notons, là encore, que ces effets ne deviennent sensibles qu'à partir d'un degré de contraction voisin de 0,1.

La formule (12-11) montre que l'énergie libérée est alors :

$$\frac{4}{3}\,\pi\,P_o\,R_o^3\,\left(1-\frac{1}{1000}\right)\;\#\;\frac{4}{3}\,P_o\,R_o^3$$

C'est-à-dire que l'énergie cinétique de la bulle a pratiquement atteint son maximum et que toute variation ultérieure n'aura que peu d'influence.

D'autre part, il reste à savoir si, en réalité, l'écrasement d'une bulle s'effectue normalement jusqu'au degré de contraction minimal prévu par la théorie précédente.

C'est ce que nous examinerons en étudiant le comportement des bulles de cavitation dans un écoulement.

Chapitre IV

ÉCRASEMENT DES BULLES DE CAVITATION DANS UN ÉCOULEMENT

Les développements précédents nous ont permis d'étudier le mécanisme de l'écrasement des bulles de cavitation en dehors de toute considération d'écoulement. Il nous faut à présent replacer le phénomène dans un contexte plus réaliste : écoulement dans une conduite, autour d'un profil, etc....

Les études existantes se réfèrent au cas idéal d'un liquide au repos alors que les conditions d'érosion sont directement liées aux caractéristiques de l'écoulement. Nous ouvrirons donc la voie à une étude théorique de l'influence des paramètres de l'écoulement sur l'énergie finale des bulles de cavitation en proposant une formule permettant d'estimer cette énergie en fonction de la vitesse, de la pression et des dimensions géométriques de l'écoulement.

L'étude des instabilités et déformations des bulles de cavitation dans un écoulement nous indiquera cependant les limites d'une approche purement théorique et nous incitera à pousser nos investigations sur le plan expérimental.

A - INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE L'ÉCOULEMENT

Nous avons jusqu'ici considéré l'écrasement des bulles à partir d'un rayon initial R_o. Or, dans un écoulement, la valeur de R_o dépend du passé des bulles. Nous sommes donc obligés d'étudier leur comportement à partir de l'état de noyau microscopique.

Nous considérerons dans ce qui suit des noyaux d'air passant le long d'un profil immergé avec la vitesse du fluide. Nous négligerons donc l'effet de la couche limite. Nous verrons d'ailleurs plus loin que l'hypothèse d'un ralentissement global des noyaux dans la couche limite est équivalent à une augmentation des dimensions géométriques du profil.

Pour certaines valeurs de la pression P_o et de la vitesse V_o à l'infini, la répartition des pressions le long du profil peut être telle qu'un noyau de rayon R_c présent dans l'écoulement, y trouve des conditions favorables à son développement par vaporisation, c'est-à-dire que la pression atteint en un point une valeur définie par (11-4) :

$$P_c = P_v - \frac{4A}{3R_c}$$

Nous supposerons la répartition de pression sur le profil conforme au schéma de la figure 22. Nous avons choisi une répartition parabolique définie par :

$$C_P = C_{P_m} + \frac{1 - C_{P_m}}{x_m^2} (x - x_m)^2 \qquad (14\text{-}1)$$

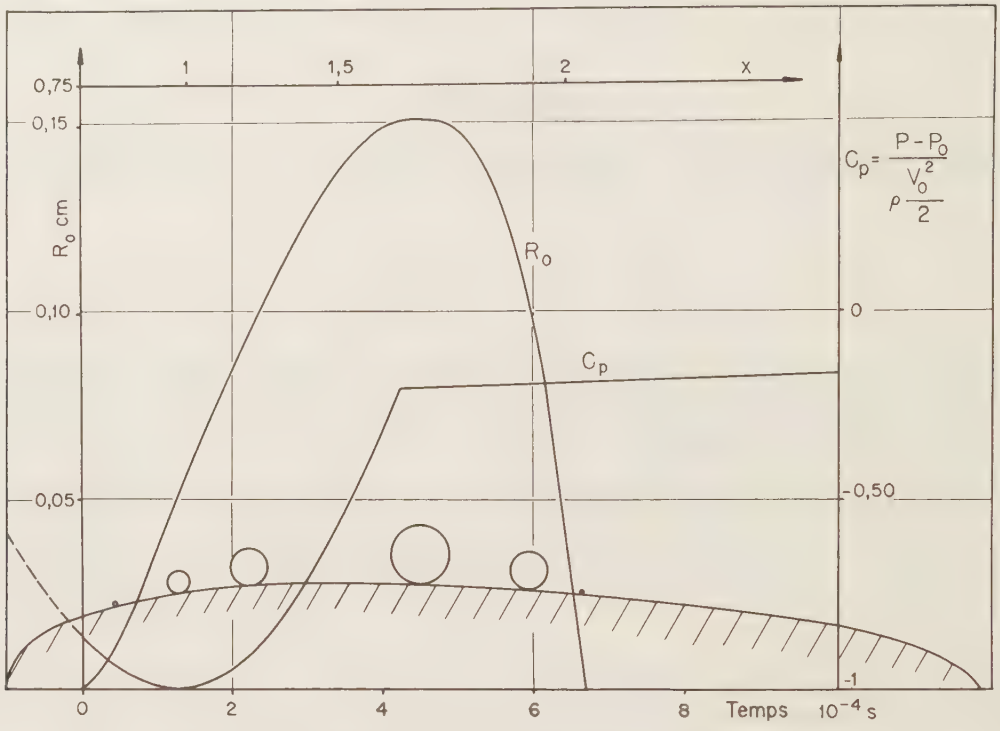


Figure 22 - Evolution d'une bulle dans un écoulement

$$C_p = \frac{P - P_o}{\rho V_o^2/2}$$

coefficient de pression

C_{p_m} : coefficient de pression minimal

x_m : abscisse du point de pression minimale, et prolongée par une répartition linéaire à plus faible gradient de pression.

La pression en un point sera définie par :

$$P = P_o + \frac{1}{2} \rho V_o^2 C_p \qquad (14\text{-}2)$$

Le comportement des noyaux gazeux se trouve conditionné par leur temps de passage dans les différentes zones de pression ainsi que par l'intensité de ces pressions. Ces grandeurs dépendent à leur tour de P_o, V_o, ainsi que de la longueur L du profil. Nous examinerons successivement l'influence de ces paramètres.

1/ Influence de la vitesse

Pour une vitesse V_o, une pression P_o et une longueur de profil L donnés, l'abscisse x_c du début de cavitation est donnée par l'équation :

$$P_c = P_o + \frac{1}{2} \rho V_o^2 C_p$$

A partir de ce point, le noyau grossit conformément à (12-24) :

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{R}\left[\frac{1}{\rho}\left(\frac{K}{R^3} + P_v - \frac{2A}{R} - P\right) - \frac{3}{2}U^2\right]$$

avec

$$\frac{dR}{dt} = U$$

Mais, la bulle, emportée par le courant, rencontre des zones à gradient de pression positif qui ralentit son expansion. Elle atteint alors un rayon maximal R_o pour s'écraser ensuite.

Nous avons déterminé dans chaque cas la valeur R_o du rayon maximal ainsi que la pression moyenne P_e pendant l'écrasement de la bulle. L'évaluation de P_e se justifie du fait que pendant l'écrasement rapide de la bulle la pression P ne varie que de quelques pour cent.

Nous pouvons alors évaluer l'énergie libérée par chaque bulle à l'aide de la formule (12-12) :

$$W = \frac{4}{3}\Pi\ P_e\ R_o^3$$

qui donne une excellente approximation pour des bulles ne contenant pas une trop grande quantité d'air.

La figure 22 indique l'évolution d'une bulle pour :

V_o = 16 m/s

P_o = 1 atmosphère

C_{P_m} = - 1

x_m = 1 cm

L = 10 cm.

Dans ce qui suit, on prendra les constantes physiques de l'eau A et P_v à 20°C. On a choisi un rayon initial $R_c = 6,84.10^{-4}$ cm.

La figure 23 montre les variations de R_o en fonction de V_o pour différentes valeurs de P_o. On voit que R_o suit une loi à peu près linéaire pour des vitesses supérieures à une vitesse V_m en dessous de laquelle il n'y a plus de cavitation :

$$V_m = \sqrt{\frac{2\ (P_c - P)}{\rho\ C_{P_m}}} \qquad (14\text{-}3)$$

On voit que, pour une pression P_o donnée, on peut écrire , pour $V > V_m$:

$$R_o = a\ (P_o) + \alpha\ (P_o)\ [V - V_m\ (P_o)] \qquad (14\text{-}4)$$

Les variations de P_o sont également reportées sur la figure 24 :

$$P_e = b\ (P_o) - \beta\ (P_o)\ [V - V_m\ (P_o)] \qquad (14\text{-}5)$$

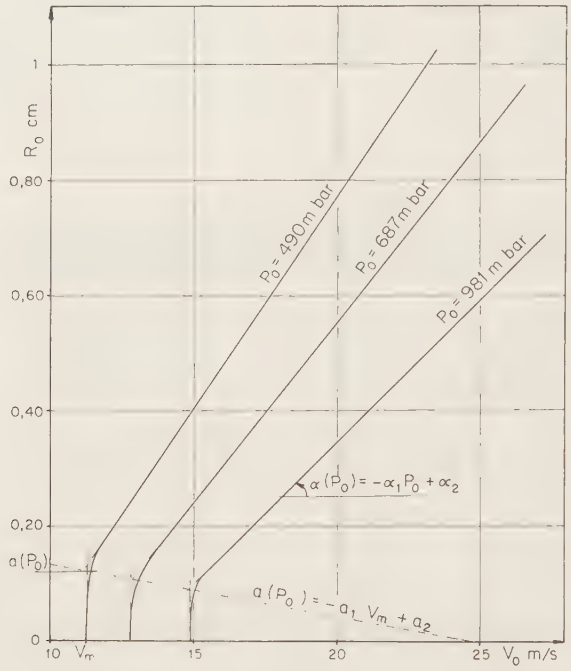


Figure 23 - Influence de la vitesse sur R_o (L = 10 cm)

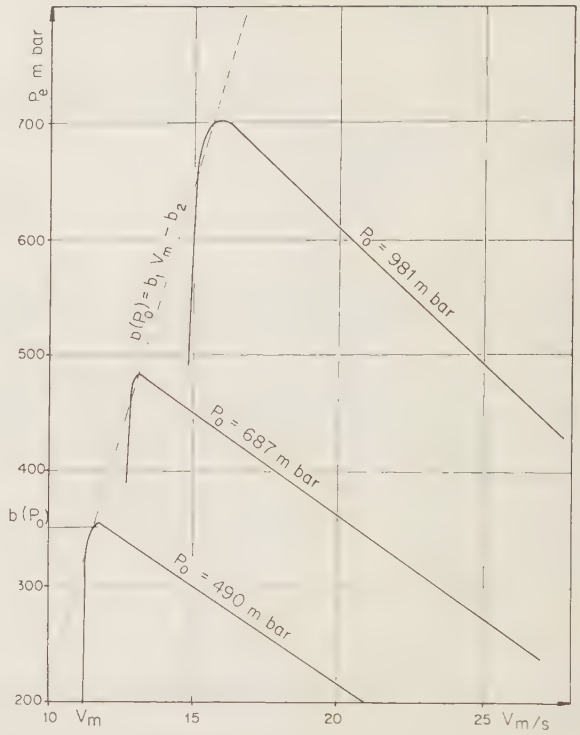


Figure 24 - Influence de la vitesse sur P_e (L = 10 cm)

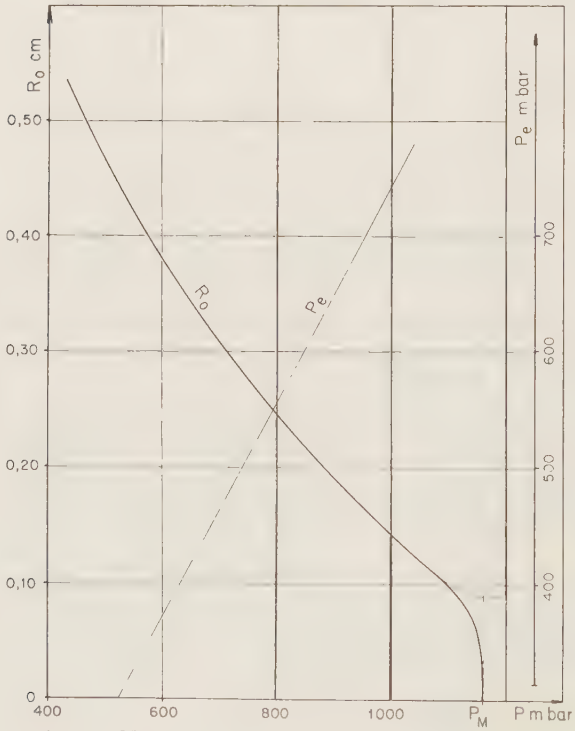


Figure 25 - Influence de la pression sur R_o (V_o = 16 m/s L = 10 cm)

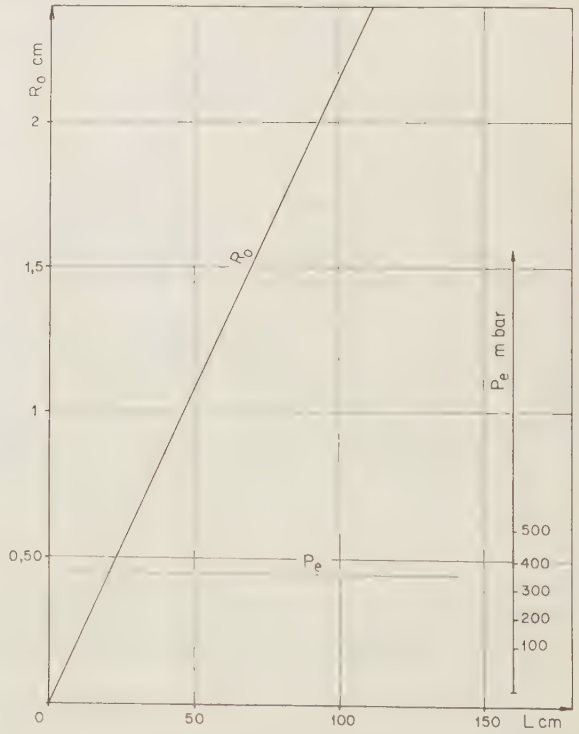


Figure 26 - Influence des dimensions géométriques

2/ Influence de la pression

La figure 25 représente les variations de R_o et P_e en fonction de P_o pour V_o = 16 m/s et L = 10 cm.

Dans ce cas particulier, P_e croît linéairement avec P_o, alors que R_o décroît approximativement suivant la loi :

$$R_o = a' (V_o) + \alpha' (V_o) (P_M - P_o)^{3/2} \qquad (14\text{-}6)$$

On voit que la pression P_o ne peut dépasser une valeur P_M au-delà de laquelle il n'y a plus de cavitation :

$$P_M = P_c - \rho C_{P_m} \frac{V_o^2}{2} \qquad (14\text{-}7)$$

On peut également étudier l'influence de P_o sur les coefficients a (P_o), α (P_o), b (P_o), β (P_o) des relations (14-4) et (14-5).

La figure 23 montre que l'on peut écrire :

$$a (P_o) = - a_1 V_m + a_2 \qquad (14\text{-}8)$$

où a_1 et a_2 sont deux constantes positives, V_m étant déterminé par (14-3).

De plus, on peut constater que $\alpha (P_o)$ décroît linéairement en fonction de P_o :

$$\alpha (P_o) = - \alpha_1 P_o + \alpha_2 \qquad (14\text{-}9)$$

où α_1 et α_2 sont deux constantes positives.

En ce qui concerne P_e, la figure 24 montre que l'on peut écrire :

$$b (P_o) = b_1 V_m - b_2$$

où b_1 et b_2 sont deux constantes positives, et en première approximation :

$$\beta (P_o) = \beta = \text{Cte.}$$

Ainsi l'influence ambiante de P_o et V_o sur l'énergie W développée par une bulle peut se résumer par une formule de la forme :

$$W = (A_1 V_m - A_2 V_o - A_3) [(B_1 - B_2 P_o) (V_o - V_m) + C_1 - C_2 V_m]^3 \qquad (14\text{-}10)$$

avec

$$V_m = \sqrt{\frac{2 (P_c - P)}{\rho C_{P_m}}}$$

3/ Influence des dimensions géométriques

Nous avons calculé pour une pression de P_o et une vitesse V_o donnés, les valeurs de R_o et de P_e correspondant à différents profils semblables et de dimensions différentes. Les résultats sont portés sur la figure 26.

On voit que l'on peut écrire :

$$R_o = \lambda L \qquad \text{et} \qquad P_e = \text{Cte.}$$

D'où finalement, une expression plus générale de l'énergie W :

$$W = (A_1 V_m - A_2 V_o - A_3) [(B_1 - B_2 P_o) (V_o - V_m) + C_1 - C_2 V_m]^3 L^3 \qquad (14\text{-}11)$$

4/ Discussion de la formule (14-11)

a) Les calculs ont été effectués pour une répartition particulière des pressions, donc pour un profil déterminé.

Les coefficients de la formule (14-11) pourront donc varier avec le dessin du profil considéré.

b) Nous avons également considéré dans tous les cas un fluide contenant des noyaux identiques les uns aux autres. Or, en réalité, il existe certainement un spectre de rayons répartis autour d'une valeur la plus probable.

On conçoit qu'il y aura un rayon minimal R_{cm} en dessous duquel les noyaux ne pourront pas se vaporiser puisque l'on doit avoir :

$$P \leqslant P_c = P_v - \frac{4A}{3R_c}$$

donc

$$R_c \geqslant \frac{4}{3 (P_v - P_m)} \qquad (14\text{-}12)$$

P_m étant la pression minimale sur le profil.

En contrepartie, tous les noyaux du spectre satisfaisant à la relation (14-12) grossissent par vaporisation. Leur nombre est d'autant plus grand que la dépression est grande. On voit donc qu'une augmentation de vitesse ou une diminution de pression auront un double effet :

- augmentation de la taille des bulles créées à partir d'un noyau de dimension donnée ;
- augmentation du nombre des noyaux participant à la cavitation.

c) La puissance libérée par l'ensemble des bulles de l'écoulement sera en outre proportionnelle au nombre de bulles passant par unité de temps, donc à la vitesse V_o de l'écoulement.

d) Si nous avions caractérisé l'effet de la couche limite par un ralentissement des noyaux par rapport à la vitesse du fluide en posant :

$$V_s = \alpha V_f \qquad (\alpha < 1)$$

V_s : vitesse des noyaux

V_f : vitesse du fluide en un point,

ces noyaux auraient eu le même développement qu'en longeant un profil semblable de dimension $L' = \frac{L}{\alpha}$, ce qui revient à un temps de passage plus long dans les différentes zones de pression.

En fait, la couche limite influence le phénomène pour des raisons plus délicates. Elle ne présente pas les mêmes caractéristiques sur modèle et sur prototype : elle peut

devenir turbulente dans un cas et pas dans l'autre en raison de l'accroissement du nombre de Reynolds. Elle peut se décoller dans un cas et pas dans l'autre en raison des gradients de pression différents.

Enfin, il faudrait, en toute rigueur, étudier le mouvement des bulles en tenant compte de la non permanence de l'écoulement. Le calcul est alors fort complexe et oblige à faire des hypothèses sur les conditions initiales.

Un tel raffinement de calcul ne se trouverait justifié que si l'on faisait par ailleurs des hypothèses présentant des incertitudes inférieures. Or, nous allons mettre en cause le principe même de sphéricité des bulles, qui a jusqu'ici présidé à tous nos calculs.

B - DÉFORMATION DES BULLES

L'observation photographique des bulles de cavitation a été employée à maintes reprises afin de vérifier les résultats théoriques sur leur grossissement et leur écrasement. Nous noterons, entre autres, les travaux remarquables de A.T. Ellis, [32] qui ne laissèrent plus de doute sur l'instabilité du mouvement de contraction des bulles. La figure 27 reproduit la photographie d'une bulle au sein d'un liquide lors de sa disparition. Nous expliquerons donc brièvement les différentes causes possibles de ces instabilités.

1/ Instabilité de Taylor

Le problème général de la stabilité du mouvement de deux fluides de densités différentes, séparés par une interface plane, a été étudié en premier lieu par Taylor [33], qui montra que le mouvement est instable dans le cas d'une accélération du milieu le moins dense vers celui le plus dense. Le problème fut ensuite repris par Plesset pour les bulles de cavitation en tenant compte des effets possibles de la tension superficielle et de la compressibilité du fluide [34].

Il trouva alors que toute perturbation du mouvement de contraction s'amplifie avec le temps et qu'en conséquence la phase d'écrasement des bulles s'avère particulièrement instable. De façon générale, il ressort de ces résultats que les bulles perdent complètement leur forme sphérique pour un degré de contraction R/R_0 voisin de 0,1. C'est ce qu'indiquent les observations photographiques.

2/ Instabilité d'Helmholtz

Cette instabilité de mouvement provient d'une différence des vitesses tangentielles des deux fluides de part et d'autre de l'interface.

En mouvement non permanent, l'accélération d'une bulle est différente de celle du liquide environnant du fait de sa masse induite. La bulle peut alors s'aplatir dans une direction perpendiculaire à l'écoulement et ses faces prennent ultérieurement une forme concave, comme le montre la figure 28 [35]. Ce phénomène semble encore assez mal expliqué.

3/ Influence des gradients de pression

Dans le cas d'un écoulement le long d'un profil, nous avons vu que les bulles de cavitation traversent des zones à gradient de pression variable. La pression du liquide n'est donc pas uniforme sur la surface de la bulle. Il s'ensuit une déformation d'autant plus grande que le noyau de la bulle est grand et que, par conséquent, les forces de tension superficielle sont faibles.

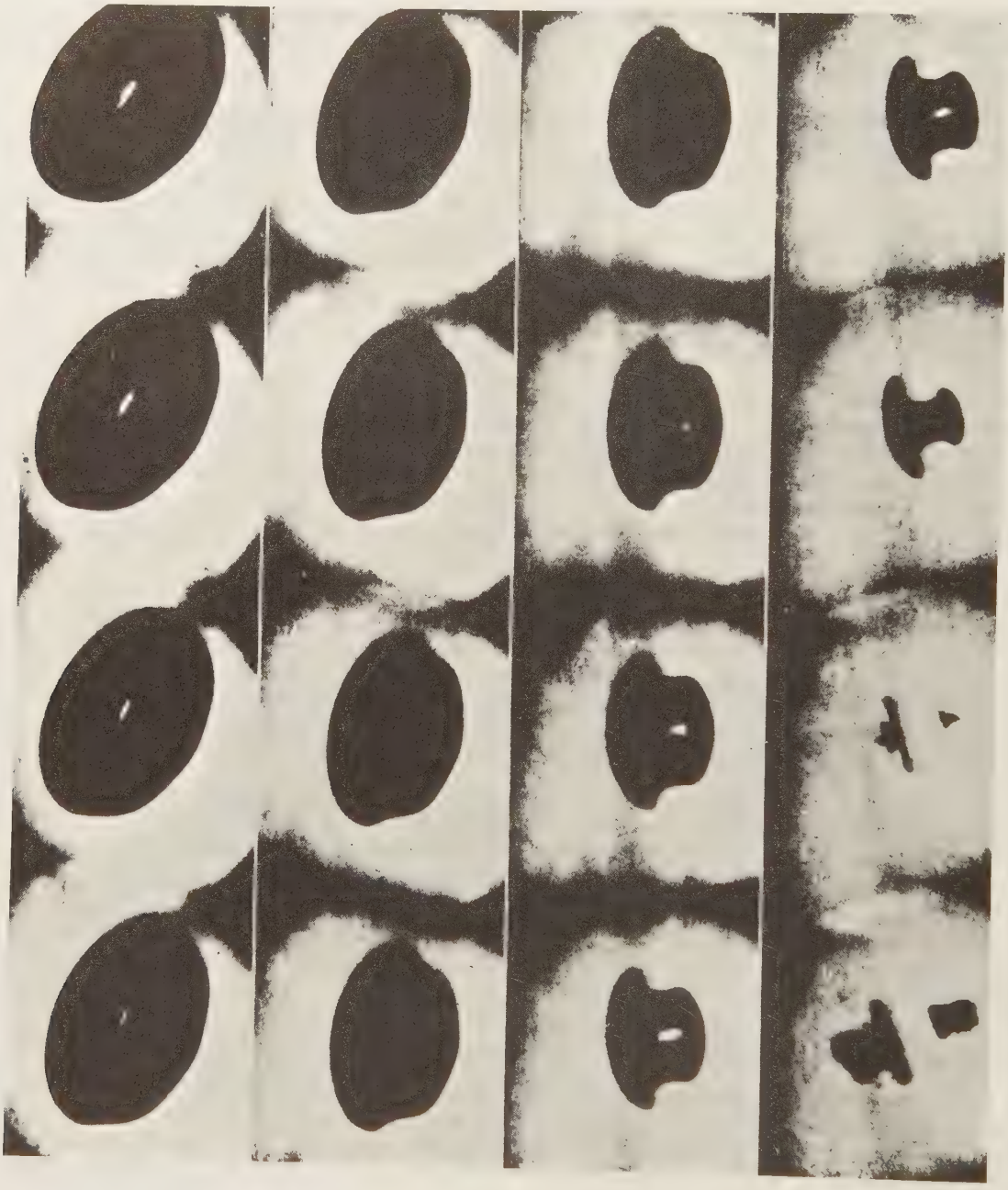


Figure 27 - Ecrasement asymétrique d'une bulle de cavitation

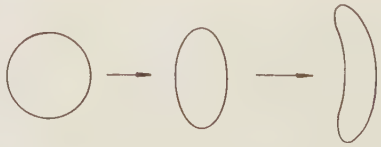


Figure 28 - Déformation d'une bulle dans un écoulement non permanent

L'étude de A.T. Ellis [32] semble d'ailleurs montrer que cette dissymétrie des pressions affecte d'avantage les bulles que ne le fait l'instabilité de Taylor.

On peut, en fait, évaluer l'ordre de grandeur des forces $\vec{F}$ de déformation exercées sur une demi-sphère et dues aux gradients de pression, comme l'indique la figure 29.

$$\vec{F} = -\frac{2}{3}\pi R^3 \overrightarrow{\text{grad.}}\ P$$

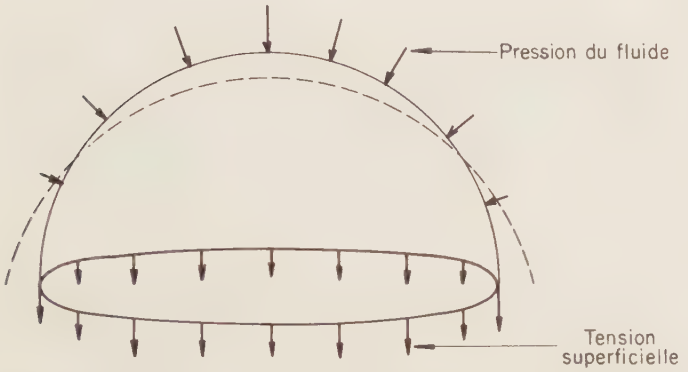


Figure 29 - Déformation d'une bulle soumise à des gradients de pression

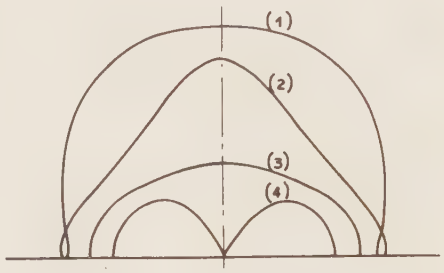


Figure 30 - Ecrasement d'une bulle contre une paroi

La tension superficielle équivaut à une tension globale T telle que :

$$T = 2\pi R.A$$

La forme de la bulle s'éloignera de celle d'une sphère si :

$$|\vec{F}| \gg T$$

soit :

$$|\overrightarrow{\text{grad}}\ P| \gg \frac{3A}{R^2} \qquad (14\text{-}13)$$

4/ Influence des parois

Nous avons jusqu'à présent étudié l'écrasement des bulles au sein d'une masse infinie de liquide. On conçoit cependant que la présence d'une paroi solide puisse modifier la direction et l'intensité des vitesses autour d'une bulle. Le problème théorique assez complexe de l'écrasement d'une bulle contre une paroi a été traité pour la première fois par C.F. Naude et A.T. Ellis [36]. De cette étude ressort un fait nouveau, à savoir que les bulles collées contre une paroi s'écrasent en perdant leur forme sphérique et en donnant naissance à un jet liquide qui vient frapper directement la paroi.

L'évolution d'une telle bulle se trouve représentée sur la figure 30.

Ce résultat a d'ailleurs été vérifié expérimentalement par Ellis [36] et par Gallant [37].

La vitesse de choc du jet sur la paroi s'avèrerait suffisante pour produire une surpression locale d'environ 10 000 kg/cm².

CONCLUSION PARTIELLE

L'étude du comportement des bulles dans un écoulement nous a montré que l'on pouvait appliquer les équations de base en assimilant la pression du fluide autour de la bulle à une pression variable s'exerçant à l'infini dans un fluide au repos. Nous avons alors mis en évidence l'influence possible des différents paramètres de l'écoulement : vitesse, pression, dimensions géométriques, tout en conservant l'hypothèse de sphéricité des bulles. Or la présence des parois, la non permanence de l'écoulement, les gradients de pression et l'instabilité inhérente au mouvement de contraction infirment très certainement cette hypothèse, du moins dans la dernière phase du mouvement.

Nous avons vu cependant que les résultats relatifs à l'énergie libérée restent valables si la bulle s'écrase normalement pour atteindre un degré de contraction d'environ 0,1. Le problème consiste donc à évaluer l'importance de la déformation des bulles.

Lorsque celle-ci apparaît dès le début du mouvement, l'écrasement se trouve considérablement modifié par rapport au cas de la bulle sphérique.

On conçoit que les résultats obtenus plus haut ne fournissent plus qu'un ordre de grandeur de l'énergie libérée par la bulle.

CONCLUSION DE LA PREMIÈRE PARTIE

Nous avons tenté de décrire le comportement des bulles de cavitation en partant du modèle simplifié d'un vide sphérique pour arriver finalement à la forme plus exacte que fournit l'expérience. Nous sommes donc passé par une série de stades intermédiaires qui nous ont permis de juger de l'importance des divers facteurs physiques qui interviennent dans le phénomène de cavitation.

Le cas limite du vide sphérique ou de la bulle de vapeur nous laissait entrevoir des pressions d'écrasement infinies. Nous avons vu cependant que la présence obligatoire d'une quantité de gaz permanent, même faible, conduit à un ralentissement du mouvement donc à une diminution d'énergie cinétique du fluide autour de la bulle.

L'importance de ce ralentissement et la grandeur du rayon minimal atteint par la bulle en fin de mouvement dépendent donc essentiellement de la teneur en air non dissous du liquide. Cette grandeur reste cependant difficile à atteindre expérimentalement. On peut donc penser que la teneur totale en air sera un facteur prépondérant dans le mécanisme de l'érosion.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la viscosité et de la compressibilité du fluide. Il apparaît que leurs effets ne se font sentir que dans la tout dernière partie du mouvement, alors que la quasi totalité de l'énergie cinétique est acquise par le fluide. Nous avons choisi l'eau comme liquide. Il est cependant possible qu'un liquide, de viscosité beaucoup plus grande, donne lieu à un ralentissement plus important.

La prise en compte des échanges thermiques nous a également laissé entrevoir des élévations brusques de température, accompagnées d'une compression des gaz dans la bulle. Encore une fois, ce phénomène ne se produit qu'après une contraction d'environ 0,1. On peut toutefois se demander si ces pointes locales de température contribuent à l'érosion observée.

Le dernier chapitre nous indique alors qu'il faut certainement interpréter le mécanisme de l'érosion d'une autre manière. En effet, l'étude des instabilités du mouvement montre que les bulles ne restent pas sphériques durant leur écrasement. Aussi, les effets dus à la viscosité, la compressibilité et aux élévations de température sont-ils difficiles à calculer et peut être même négligeables étant donné que la déformation de la bulle ralentit considérablement l'écrasement [32] [36].

Nous avions précisé dans les généralités que seules les bulles situées à proximité d'une paroi pourraient vraisemblablement être cause d'érosion. Les mesures de pressions faites par Ellis sur une plaque photoélastique [32] montrent qu'effectivement les bulles distantes d'environ 0,01 cm de la paroi ne créent que des surpressions légères auxquelles on ne saurait imputer l'érosion observée. Or, les observations de Daily [10] indiquent que les bulles emportées par l'écoulement le long d'un profil sont presque toutes situées à une distance supérieure à 30 % de l'épaisseur de couche limite. Il apparaît donc qu'un

faible pourcentage des bulles existantes intervient et que ces bulles doivent être très près ou contre la paroi. Dans ce cas, l'influence de la paroi détruit la symétrie sphérique du mouvement de contraction et l'action de destruction se fait sans doute par choc direct d'un jet liquide. L'énergie libérée est alors fonction de l'énergie cinétique du liquide au moment de la formation du jet. Nous pouvons en première approximation évaluer celle-ci à l'aide de la formule (12-11) :

$$W = \frac{4}{3} \pi (R_o^3 - R^3) P_o$$

R étant le rayon moyen de la bulle non sphérique au moment de la formation du jet. Notons que cette valeur est peu différente de l'énergie totale disponible (12-12) :

$$W = \frac{4}{3} \pi R_o^3 P_o$$

dès que R atteint une certaine fraction de R_o. Aussi gardons-nous cette expression comme une évaluation correcte de l'énergie libérée par les bulles de vapeur.

Nous avons enfin étudié l'influence des paramètres d'un écoulement sur le développement des bulles de cavitation. L'hypothèse de la sphéricité des bulles et l'élimination de la couche limite nous empêchent certainement d'énoncer une loi quantitative précise. La formule (14-11) devrait cependant fournir un ordre de grandeur de l'importance de la vitesse, de la pression et des dimensions géométriques dans l'énergie libérée par les bulles de cavitation.

Ainsi, les hypothèses simplificatrices nécessaires à une investigation théorique du problème nous ont permis d'éclairer, au moins qualitativement, certains aspects du mécanisme de l'érosion. Mais notre impuissance à établir des lois quantitatives précises, à moins de calculs complexes et sans doute trop particuliers, nous amène à faire appel à l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIÈRE PARTIE

[1] TEMPERLEY (H.N.V.) et CHAMBERS (L.L.G.) - The Behavior of Water under Hydrostatic Tension. *Proc. Phys. Soc.*, 58, 1946.

[2] HARVEY (E. Newton), Mc ELROY (W.D.) et WHITELEY (A.H.) - On Cavity Formation in Water. *J. Appl. Phys.*, 18, 1947.

[3] EPSTEIN (S.) and PLESSET (M.S.) - On the Stability of Gas Bubbles in Liquid-Gas Solutions. *J. Chem. Phys.*, 18, 1950.

[4] EISENBERG (Phillip) - *On the Mechanism and Prevention of cavitation.* David Taylor Model Basin, Rept. 712, July 1950.

[5] FOX (Francis E.) et HERZFELD (Karl E.) - Gas Bubbles with Organic Skin as Cavitation Nuclei. *J. Accoust. Soc. Am.*, 26, 1954.

[6] STRASBERG (N.) - *The Onset of Ultrasonic Cavitation in Top Water.* Catholic University of America Press, Washington D.C., 1956.

[7] STRASBERG (N.) - *The influence of Air-Filled Nuclei on Cavitation Inception.* David Taylor Model Basin, Rept 1078, May 1957.

[8] KERMEEN (R.W.), Mc GRAW (J.T.) et PARKIN (B.R.) - Mechanism of Cavitation Inception and the Related Scale. Effects Problem. *Trans. A.S.M.E.*, 77, 1955.

[9] EISENBERG (Phillip) - *A Brief Survey of Progress on the Mechanics of Cavitation* David Taylor Model Basin, Report 842, June 1953.

[10] DAILY (J.W.) et JOHNSON (V.E.) - Turbulence and Boundary layer Effects on Cavitation Inception from bas Nuclei. *Trans. A.S.M.E.*, 78, 1956.

[11] ROUSE (Hunter) et Mc NOWN (S.) - Cavitation and Pressure Distribution. *State University Iowa Studies Eng. Bull.*, 32, 1948.

[12] EISENBERG (Phillip) - Mechanism of Cavitation. dans Streeter : *Handbook of fluid Dynamics*, Mc Graw - Hill Book Co, New York (N.Y.), 1961.

[13] JOHNSON (V.E.) - Mechanics of Cavitation. *Journ. of the Hydr. Div. Proc. A.S.C.E.*, May 1963.

[14] KNAPP (R.T.) - Recent Investigation of the Mechanics of Cavitation and Cavitation Damage. *Transactions A.S.M.E.*, 77, Oct. 1955.

[15] TENOT - Phénomènes de la Cavitation. *Mémoires de la Société des Ingénieurs Civils de France*, 1934.

[16] RAYLEIGH (Lord) - "On the Pressure Developped in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity". *Phil. Mag.*,34, 94, 98 (1917).

[17] SYU ONO - Molecular Theory of Surface Tension in Liquids. "Encyclopedia of Physics" S. Flugge, t. X, 124-280.

[18] MANLEY (J.P.) - Change of Size of Air Bubbles in Water Containing a Small Dissolved Air Content. *British Journal of Applied Physics*, June 1959.

[19] PARKIN - *Scale Effect in Cavitating Flow*, G.A.L.C.I.T., Report n° 299, 1952.

[20] CORMAULT (P.) - Contribution à l'étude de l'influence des teneurs en gaz de l'eau sur la cavitation dans les turbomachines hydrauliques". Thèse, Université de Toulouse, 1962. *Bull. du C.R.E.C.*, suppl. au n° 2, 1962.

[21] TERNY - *Etude du comportement des bulles de gaz dans un système dispersé eau-air.* S O.G R.É.A.H. novembre 1958.

[22] PODE (L.) - *The Diffusion of air into a pulsating cavitation bubble.* David Taylor Model Basin, Rep. n° 804, March 1955.

[23] PARKIN (B.R.) et KERMEEN (R.W.) - I.A.H.R., Symposium Sendai, Paper n° A - 2, Sept. 1962.

[24] WHEELER - *Mechanism Of Cavitation Erosion*, Symposium National Physical Laboratory, London, 1956.

[25] GILMORE (R.) - *The Growth or Collapse of a Spherical Bubble in a viscous compressible liquid.* Office of Naval Research, Cal. Inst. of Techn., June 1952.

[26] MARIQUE (L.A.) et HOUGHTON (G.) - Analog Computer Solution of the Modified Rayleigh Equation and Parameters Affecting Cavitation. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, June 1962.

[27] HUNTER (C.) - On the Collapse of an empty cavity in Water. *Journ. of Fluid Mechanics*, Vol. 8, June 1960.

[28] HOLT (M.) et SCHWARTZ (N.J.) - Cavitation Bubble Collapse in water with Finite Density behind the interface. *The Physics of Fluids*, Vol. 6, n° 4, April 1963.

[29] PLESSET (M.S.) et ZWICK (S.A.) - *A Non-Steady Heat Diffusion Problem with Spherical Symmetry.* Office of Naval Research, Cal. Inst. of Techn., Rep n° 26 - 3, August 1951.

[30] ZWICK (S.A.) et PLESSET (M.S.) - On the Dynamics of small vapor bubbles in Liquids. *Journ. of Mathematical and Physics*, Vol. 33, n° 4, Jan. 1955.

[31] WEN-HSIUNGLI - *Thermal Effect on the Growth and Collapse of Cavities.* I. A. H. R., Symposium, Sendai, Paper n° 1 - 1, Sept. 1962.

[32] ELLIS - *Observations on Cavitation Bubbles Collapse.* Cal. Inst. Techn., Report, Hydrodynamics Lab., 1962.

[33] TAYLOR (G.I.) - The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. *Proceedings Royal Soc. of London*, Série A, 1950.

[34] PLESSET (M.S.) - *Bubble Dynamics.* Cal. Inst. of Techn., Report n° 85-23, 1963.

[35] BIRKHOFF (G.) et ZARANTONELLO (E.N.) - *Jets, Wakes and Cavities.* New York, *Acad. Press*, 1957.

[36] NAUDE (C.F.) et ELLIS (A.T.) - On the Mechanism of cavitation Damage by Non-hemispherical Cavities Collapsing in Contact with a solid Boundary. *Trans. A.S.M.E.*, December 1961.

[37] GALLANT (H.) - *Oesterreichische Ingenieur Zeitschrift*, n° 3, 1962.

DEUXIÈME PARTIE
ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉROSION DE CAVITATION

Chapitre I

RECENSEMENT ET EXAMEN CRITIQUE DES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES D'ÉTUDE DE L'ÉROSION

Nous allons passer en revue en les analysant, les différentes méthodes expérimentales existantes en montrant qu'elles n'ont qu'une portée relative et peuvent même conduire à des erreurs d'interprétation, les mécanismes mis en cause s'avérant fort différents selon les expériences.

Nous exposerons ces méthodes en faisant toutefois une distinction d'ordre expérimental. Lorsque l'on réalise une expérience relative à l'étude de l'érosion de cavitation, on effectue deux opérations différentes. On crée d'une part des conditions qui entraînent pour "l'éprouvette" étudiée un état d'érosion. D'autre part, on apprécie le résultat obtenu à l'aide d'une mesure.

Nous étudierons donc successivement les méthodes employées dans ces deux phases expérimentales en essayant de porter sur chacune d'elles un jugement de valeur.

A - LA PRODUCTION D'UN ÉTAT D'ÉROSION PAR CAVITATION

1/ Recensement des méthodes expérimentales de reproduction du phénomène de cavitation

Nous pouvons reprendre la classification qui distingue méthodes statiques et méthodes dynamiques. Les premières utilisent une éprouvette fixe placée dans un liquide soumis à la cavitation. Les secondes permettent d'observer le phénomène sur une éprouvette mobile.

a) Les méthodes statiques

L'éprouvette n'étant pas en mouvement, la cavitation est créée par une dépression locale au sein du liquide, due soit à un accroissement de sa vitesse, soit à une diminution de la pression environnante. Les deux possibilités se trouvent réunies dans l'emploi du tunnel hydrodynamique. La méthode par ondes ultra-sonores ne fait appel qu'au second moyen.

1 - Emploi du tunnel hydrodynamique de cavitation

α Principe de la méthode

Le tunnel hydrodynamique est constitué par un circuit hydraulique dont une partie possède une forme appropriée ou peut recevoir un profil immergé : c'est la veine d'essai, dans laquelle l'écoulement perturbé donne naissance au phénomène de cavitation. Celui-ci se produit sur les parois de la veine ou directement sur le profil. Une éprouvette judicieusement placée en subit les effets. Voyons la constitution de l'ensemble.

β Caractéristiques constructives

- Les divers types de tunnels hydrodynamiques [1]

Il est possible de faire une première distinction selon les différents modes d'alimentation. Dans les tunnels à "circuit ouvert", l'eau qui circule est continuellement renou-

velée à partir d'une source suffisante pour ne pas s'épuiser durant le temps d'opération. Dans les installations à "circuit fermé", la même eau est recyclée, ce qui nécessite des quantités bien moindres de liquide.

Dans un autre ordre d'idées, on peut caractériser les différents tunnels d'après la constitution de la veine d'essai. Celle-ci permet, dans certains cas, le passage d'un jet d'eau à travers une masse liquide au repos, éliminant ainsi les effets de paroi. On peut aussi réaliser un jet traversant une atmosphère gazeuse raréfiée et donnant lieu à des états poussés de cavitation. On emploie également des veines d'essai à surface libre pour étudier l'effet de cette dernière. Mais, le plus souvent, on étudie l'écoulement limité par des parois solides dans une veine en charge à section circulaire ou polygonale.

Il n'existe donc pas de tunnel type, chacun étant construit pour une étude plus particulière. Il n'en reste pas moins que le problème de la cavitation impose certaines conditions générales de réalisation.

- *Réalisation d'un tunnel hydrodynamique* [2] [3] [4] [5] [6]

Dans le cas précis où l'on se propose d'étudier l'érosion de cavitation sur un profil ou un obstacle, il est recommandé de respecter les trois points suivants :

1 - Il faut obtenir dans la veine d'essai un écoulement aussi uniforme que possible ;

2 - Il faut empêcher la production de toute cavitation secondaire en amont ou près du profil ou de l'obstacle étudié ;

3 - Il faut pouvoir régler les différents paramètres qui affectent le phénomène, à savoir la pression, la vitesse d'écoulement, la température et la teneur en air du liquide.

Ces exigences déterminent en gros les différents éléments constitutifs d'un tunnel hydrodynamique.

- La première de ces conditions conduit à prévoir une zone de tranquillisation de l'écoulement avec grilles, nids d'abeilles, et aubes de guidage dans les coudes. Elle entraîne ensuite la mise en place d'un convergent bien étudié donnant à sa sortie un profil de vitesse uniforme et une très faible couche limite.

- La seconde condition oblige à étudier tout particulièrement les points délicats où des dépressions locales pourraient créer une cavitation secondaire. Ainsi en va-t-il de la zone de transition entre convergent et veine d'essai, et du support du profil, s'il est mal conçu.

- Le troisième point, qui permet d'analyser le phénomène, entraîne à lui seul de grosses complications. Le réglage de la pression se fait à l'aide d'une pompe à vide ou d'un compresseur agissant sur le fluide par l'intermédiaire d'une surface libre. Il peut également se faire par l'emploi d'une colonne hydrostatique.

La vitesse peut être réglée soit à l'aide d'un variateur de vitesse conditionnant la rotation de la pompe d'entraînement, soit par un jeu de vannes ou un by-pass.

Il faut également, dans certains cas, prévoir un système de réfrigération du liquide, étant donné que l'énergie fournie par la pompe se dissipe, pour sa plus grosse part, sous forme de chaleur dans le circuit.

Enfin, la teneur en air du liquide doit pouvoir être fixée à une certaine valeur. D'où l'emploi de résorbeurs, dont le rôle est de redissoudre à chaque passage les bulles gazeuses qui se sont formées dans la zone de cavitation [7]. Parfois, on utilise un système de désaération et réaération simultanées.

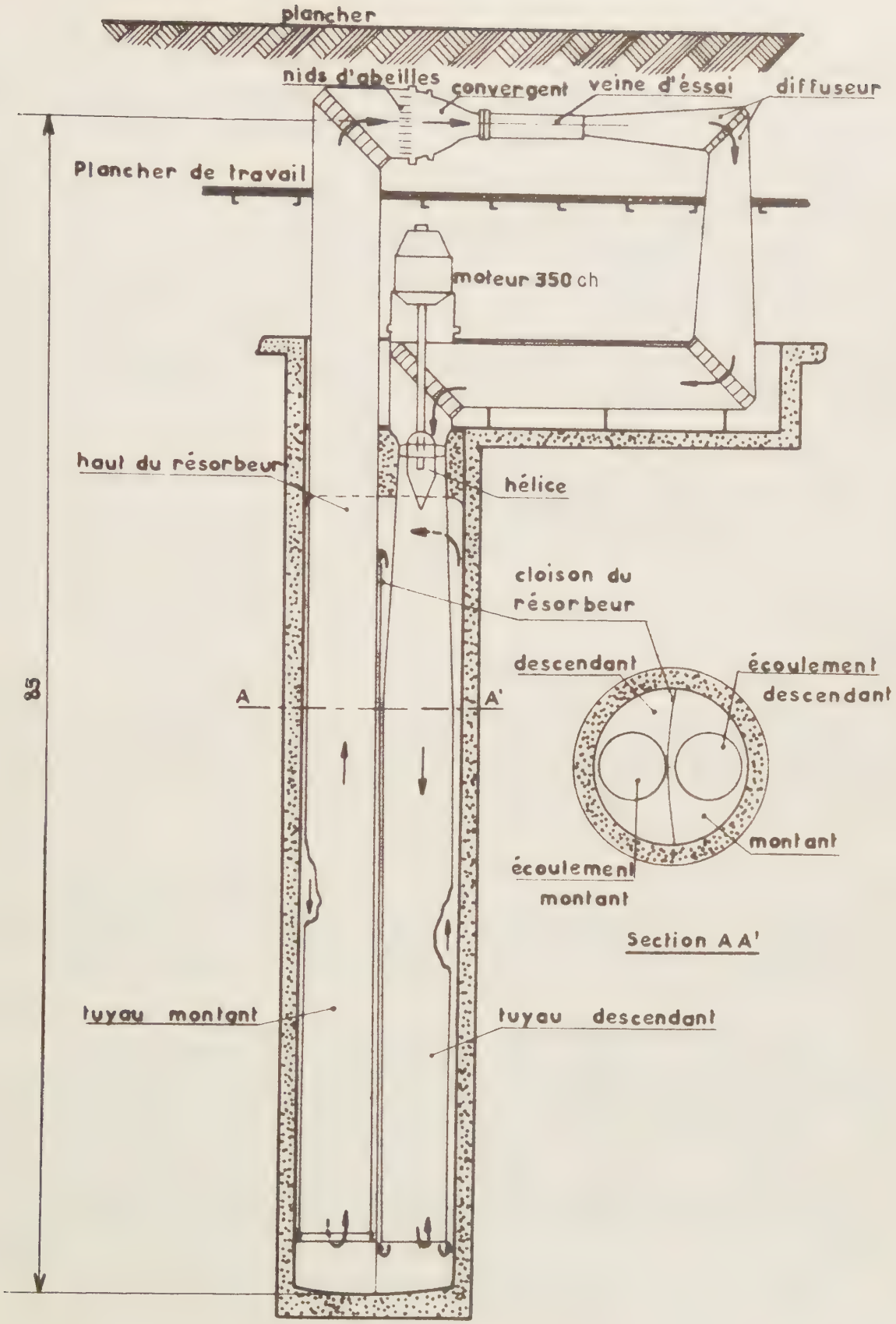


Figure 31 : Schéma de tunnel hydrodynamique

L'ensemble d'une telle installation est représenté sur la figure 31. Il nous faut voir à présent les possibilités d'expériences offertes par l'emploi d'un tunnel hydrodynamique.

γ *Expériences d'érosion*

Nous allons examiner brièvement les principales expériences effectuées jusqu'à ce jour dans les divers tunnels hydrodynamiques.

- *Diffuseur de Shröter et Mousson* [8]

Dans cet appareil, la veine d'essai comporte un déflecteur de forme spéciale assurant une grande intensification du phénomène de cavitation (figure 32). L'essai est fait sur deux éprouvettes planes disposées latéralement à l'aval du déflecteur. Cette position les soustrait au choc direct du jet tout en favorisant une érosion accélérée. Ce dispositif fut employé par Shröter à la centrale de Walchensee, par Mousson au Laboratoire de Haltwood aux U.S.A. Un modèle semblable a été installé au Laboratoire d'Hydraulique de l'E.N.A.M. à Paris.

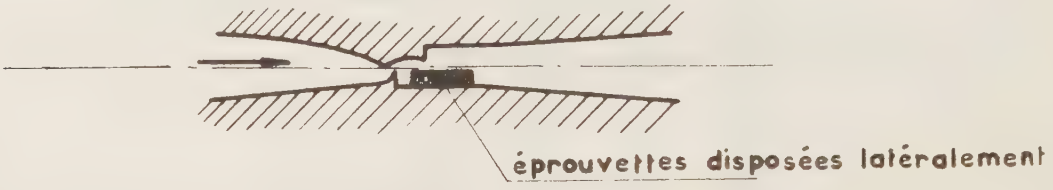


Figure 32 : Forme du diffuseur employé par Schröter et par Mousson, pour leurs essais de corrosion par cavitation

- *Erosion sur obstacle cylindrique* [9]

M. Rasmussen a présenté des expériences faites au Danemark. Il opéra dans un tunnel à veine rectangulaire (figure 33). L'éprouvette est ici constituée par un obstacle cylindrique dont l'axe est perpendiculaire à l'écoulement. Celle-ci est érodée le long de deux génératrices diamétralement opposées, à l'emplacement des cavitées gazeuses. On a pu ainsi comparer la résistance de différents matériaux.

- *Erosion derrière un obstacle cylindrique* [10] [11]

On peut citer les essais de M. Shalnev en U.R.S.S. et de MM. Govinda Rao et Thiruvengadam aux Indes. Ils ont étudié l'érosion sur une éprouvette plane disposée derrière un obstacle cylindrique, dans une veine d'essai rectangulaire. Pour des nombres de Reynolds assez grands, une cavité se forme derrière le cylindre. Des bulles gazeuses se trouvent entraînées par la turbulence à la frontière de la cavité, créant une figure d'érosion sur l'éprouvette (figure 34).

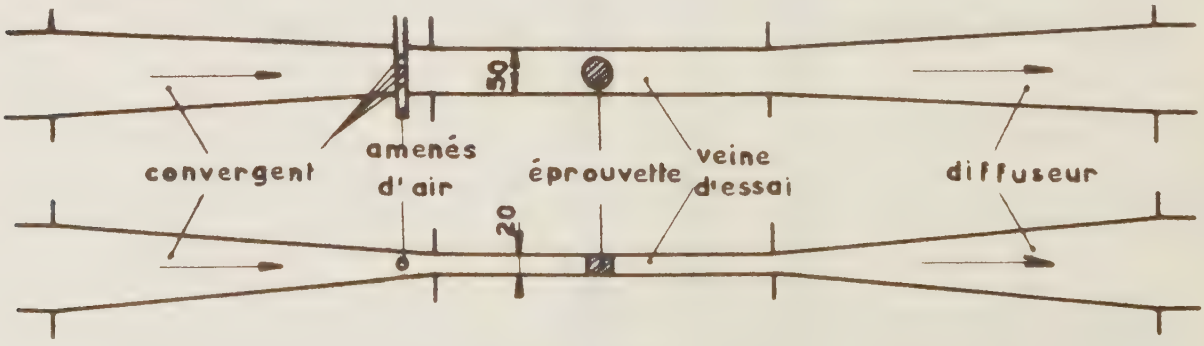


Figure 33 : Vue de profil et en plan de la veine d'essai avec obstacle cylindrique

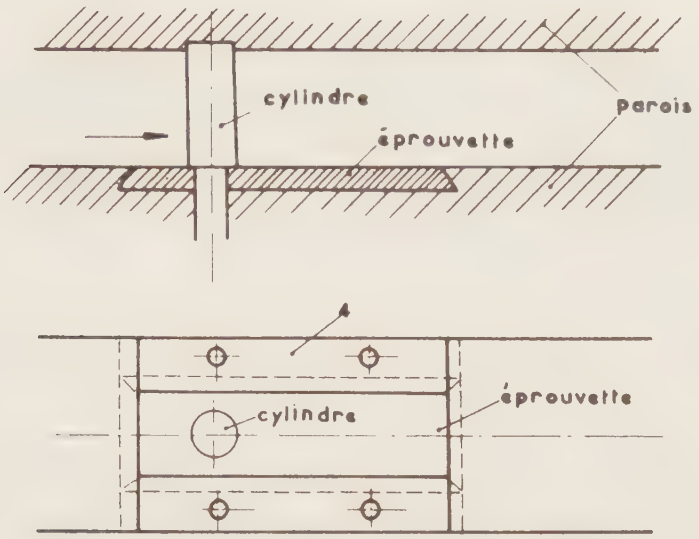


Figure 34 : Schéma du dispositif expérimental pour les essais d'érosion derrière un obstacle cylindrique

- Erosion sur un profil à symétrie axiale [12]

M. Knapp a examiné l'érosion subie par un corps immergé de forme cylindrique à génératrices parallèles au courant avec une tête hémisphérique. Une cavité se forme le long de la surface, entraînant des piqûres dans le métal.

Nous nous sommes ainsi fait une idée des diverses possibilités offertes par le tunnel hydrodynamique. Ce fut d'ailleurs la première installation qui s'imposa à l'esprit des chercheurs. Mais, grâce à une analyse plus poussée du mécanisme de la cavitation, d'autres procédés ont pu être imaginés, telle la méthode qui va suivre.

2 - Méthode par ultrasons

α Principe de la méthode

On produit des ondes ultrasoniques dans une masse liquide par l'intermédiaire d'un transformateur électro-acoustique. La surface de l'éprouvette à éroder est placée sur le trajet d'un train d'ondes, se trouvant ainsi soumise à des variations alternatives et rapides de pression qui provoquent la formation et l'implosion successives de cavités.

β Appareillage

La partie électrique de l'installation comprend un oscillateur et un amplificateur distribuant une tension alternative aux bornes d'un transducteur. Ce dernier se présente sous la forme d'un anneau au titanate de baryum recouvert intérieurement et extérieurement d'une lame conductrice. On le place à l'intérieur d'un vase en intercalant entre les deux, une couronne de caoutchouc qui permet de sélectionner la fréquence de vibration (figure 37).

Le vase ainsi muni de l'anneau vibrateur est empli de liquide. L'éprouvette peut être placée dans le fond du récipient de deux façons différentes. Ou bien sa face supérieure est au même niveau que le fond, ou bien elle émerge, provoquant ainsi une concentration de l'attaque.

γ *Expériences d'érosion* [13] [14]

A.T. Ellis a mis au point cette méthode au California Institute of Technology. Il utilisa une source de tension de 200 V et des fréquences de l'ordre de 20 kHz. La forme particulière d'émission des ondes dans une cavité cylindrique fait apparaître des noeuds et ventres de pression le long de la zone axiale. L'anneau est fixé à une hauteur telle que la fréquence fondamentale de résonance soit excitée. On dispose l'éprouvette de façon que la face exposée soit dans un plan correspondant à une variation maximale de pression. Un nuage de bulles prend alors naissance dans une région bien localisée au-dessus de l'éprouvette, dont on examine ensuite l'érosion.

Les deux méthodes que nous venons de décrire constituent l'essentiel des procédés statiques actuellement employés. Peut-être convient-il de citer pour mémoire l'expérience réalisée par Ackeret et De Haller : elle consiste à transmettre des coups répétés à un piston fermant la partie supérieure d'un cylindre empli d'eau dont le fond est attaqué et sert d'éprouvette.

Il convient à présent d'exposer les méthodes dynamiques d'érosion. Nous allons voir qu'à chacune de deux méthodes précédemment étudiées, on peut faire correspondre de nouveaux procédés inspirés des mêmes principes, mais dans lesquels l'éprouvette étudiée est en mouvement.

b) Les méthodes dynamiques

L'éprouvette étant en mouvement, la cavitation est créée à partir d'une dépression locale due soit à un accroissement de la vitesse relative de l'éprouvette par rapport au liquide, soit à une diminution de la pression environnante.

1 - Erosion sur modèles de turbines

Ce procédé constitue pour ainsi dire l'homologue de la méthode d'essai déjà vue dans l'emploi du tunnel hydrodynamique.

α *Principe de la méthode*

On utilise un circuit hydraulique construit à échelle réduite ou même grandeur réelle. On se replace donc dans les conditions réelles de fonctionnement d'une machine hydraulique.

β *Construction de l'installation*

Les caractéristiques générales restent identiques à celles du tunnel hydrodynamique.

γ *Expériences d'érosion*

Des expériences ont été faites en Allemagne. On y utilisait une turbine munie d'aubes de matériaux différents, soumise à l'action prolongée de la cavitation.

De nombreux modèles de turbines ont souvent été utilisés, notamment aux U.S.A., mais pour des expériences ne concernant pas des mesures d'érosion. S'inspirant du même principe, les expérimentateurs ont mis au point des appareils rotatifs d'un maniement simplifié.

2 - Erosion sur la surface d'un disque immergé

α *Principe de la méthode*

Un disque plat tournant à grande vitesse dans un réservoir empli de liquide présente une irrégularité de surface : en l'occurrence un trou. Cette dépression engendre une cavité. L'érosion attaque une éprouvette en forme de pastille, insérée dans le disque derrière le trou.

β *Appareillage et fonctionnement* [11] [9]

Des essais systématiques furent entrepris par M. Rasmussen. Le disque tourne autour d'un arbre vertical et comporte des trous répartis symétriquement. Les éprouvettes affleurent au niveau de la surface du disque et peuvent être faites en différents métaux. Afin d'empêcher toute rotation importante du liquide par entraînement, des pales fixes sont disposées de part et d'autre du disque. On peut contrôler la vitesse de rotation du disque, la pression, la teneur en air. Le schéma de l'appareil de Rasmussen (figure 35) représente le conduit d'amenée des bulles d'air permettant de faire varier le paramètre de teneur en gaz.

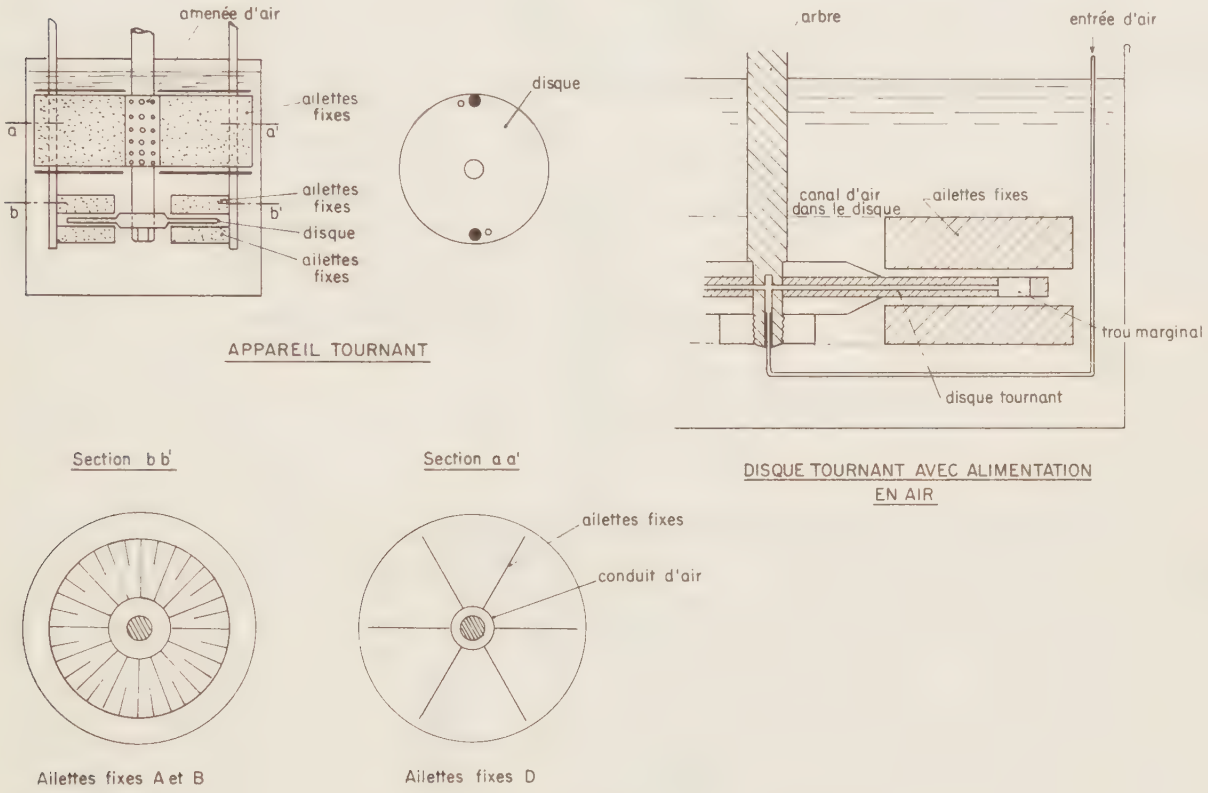


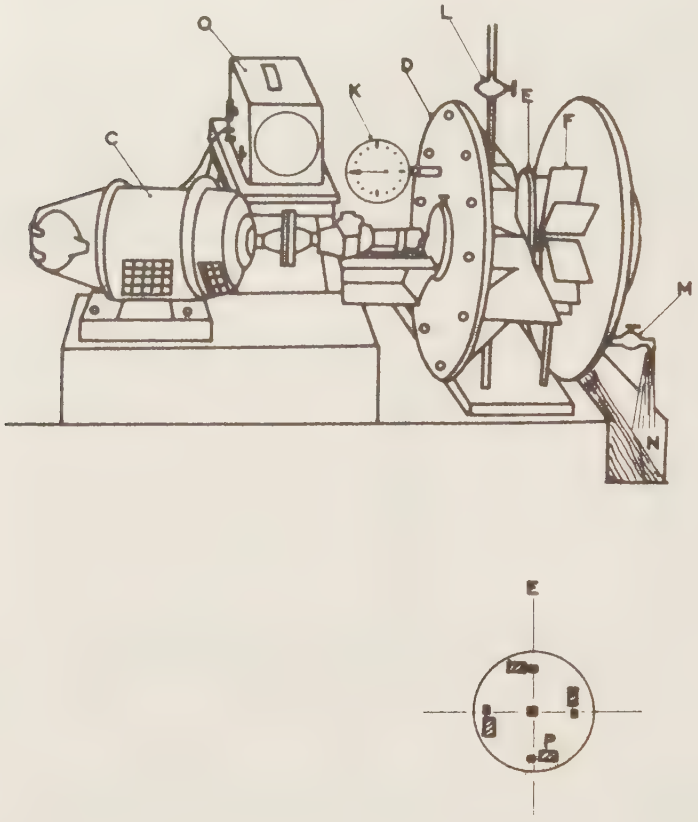
Figure 35

M. Govinda Rao fit une expérience à peu près semblable dans laquelle l'eau de la chambre d'essai circulait avec un débit et une pression réglés par deux vannes (figure 36).

3 - Erosion à la périphérie d'un disque immergé

α Principe de la méthode

Sur un disque immergé tournant à grande vitesse sont fixées des éprouvettes radiales périphériques. Sur le bord d'attaque, de chaque côté de l'éprouvette, se forme une cavité qui provoque de l'érosion.



C_ Moteur à vitesse variable
D_ Tambour
E_ Disque tournant
F_ Ailettes fixes
K_ Manomètre
L_ Entrée d'eau
M_ Sortie d'eau
N_ Canal
O_ Stroboscope
P_ Eprouvette

Figure 36 : Schéma de montage de l'appareil à disque tournant

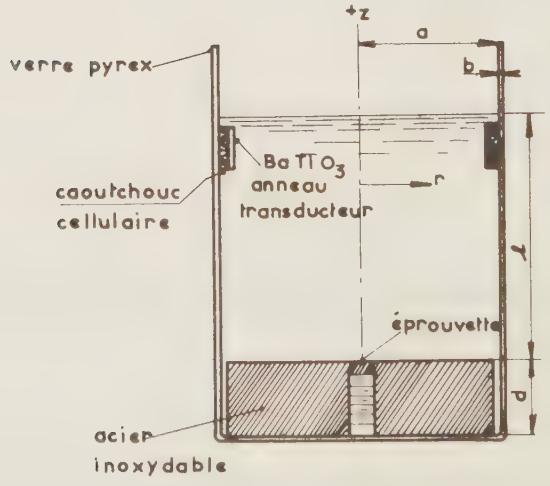


Figure 37 : Cavitation par ultra-sons

β *Appareillage et fonctionnement*

L'expérience réalisée par M. Bradfield était faite avec des éprouvettes à section rectangulaire sur un disque tournant à environ 1000 tr/mn, sous pression réglable.

4 - Disque tournant devant un jet

a) Principe de la méthode

Comme dans l'expérience précédente, des éprouvettes sont fixées à la périphérie d'un disque. Au cours de leur rotation, elles viennent couper un jet liquide parallèle à l'axe du disque qui attaque le métal sur la surface de contact (figure 39).

b) Appareillage et fonctionnement [15] [16] [17] [18]

Le dispositif n'a rien de particulier. Comme dans toutes les expériences de disque tournant, il faut s'efforcer d'obtenir une régulation précise de la vitesse : la non régularité du couple résistant, dans le cas présent, complique le problème.

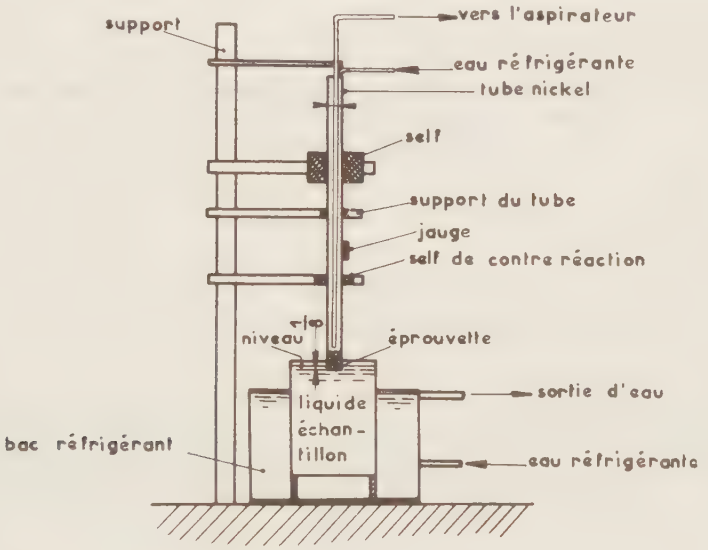


Figure 38 : Schéma de montage de la méthode magnéto-strictive

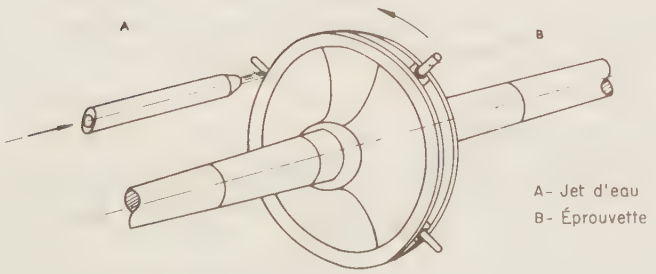


Figure 39 : Disque tournant devant un jet

Des essais de ce type furent réalisés par De Haller puis par Honegger, et repris récemment par M. Hobbs au N.E.L. en Ecosse. La vitesse périphérique, le diamètre du jet, la forme des éprouvettes sont autant de paramètres importants. Les résultats ont montré la possibilité d'obtenir une attaque très rapide avec des vitesses de 90 m/s même sur des aciers très durs.

Après avoir vu l'emploi des machines tournantes, il nous reste à examiner le procédé magnétostrictif.

5 - Emploi de l'appareil magnétostrictif

α Principe de la méthode

Un tube de nickel placé dans un champ magnétique alternatif est soumis à des vibrations. Une éprouvette métallique fixée à son extrémité et plongée dans un liquide, se trouve soumise à une cavitation intense.

β Appareillage et fonctionnement [19] [20] [21] [22] [23]

La figure 38 schématise l'installation.

Il faut pouvoir contrôler avec autant de précision que possible la fréquence et l'amplitude des vibrations. L'oscillateur est réglé sur la fréquence propre de vibration du tube, de façon à obtenir une amplitude maximale. Celle-ci est mesurée à l'aide d'une jauge de contrainte fixée sur le tube ou contrôlée périodiquement par éclairage stroboscopique.

L'éprouvette présente ordinairement la forme d'une capsule fixée à la partie inférieure du tube de nickel. Son poids doit se situer entre certaines limites pour ne pas perturber le mouvement vibratoire.

Le liquide risquant de s'échauffer rapidement, le vase expérimental se trouve placé dans une enceinte de refroidissement. On peut aussi faire circuler dans le tube un réfrigérant.

De tels essais avaient déjà été effectués par M. Gaines en 1932 et M. Schumb en 1937 avec des fréquences de l'ordre de 9 kHz. M. Plesset a mis au point en 1959 un dispositif un peu modifié dans lequel le corps vibrant prend une forme de pavillon, ce qui permet d'augmenter l'amplitude des vibrations mécaniques avec une fréquence d'environ 15 kHz.

Telles sont les diverses méthodes employées actuellement. Nous allons les comparer les unes aux autres.

2/ Examen critique des différentes méthodes expérimentales de reproduction du phénomène de cavitation

Nous reprendrons l'étude des différentes méthodes déjà examinées, d'un point de vue non plus descriptif, mais comparatif, en nous efforçant de déterminer d'une part la signification des résultats obtenus, d'autre part les avantages ou inconvénients pratiques qu'elles présentent.

a) La signification des résultats

Nous allons comparer entre eux les résultats des diverses méthodes proposées en étudiant le mécanisme du phénomène destructif dans chaque cas particulier, ce qui nous conduira à certaines conclusions sur le choix d'une méthode.

1/ Tunnel hydrodynamique et machines tournantes immergées

Ces installations permettent d'examiner le comportement d'un profil quelconque dans un écoulement. Nous avons vu qu'il est possible d'y étudier un obstacle fixe dans un liquide

en mouvement (tunnel hydrodynamique) aussi bien qu'un profil en mouvement dans un liquide au repos (machines tournantes). Ces conditions paraissent donc favorables à l'étude des phénomènes rencontrés dans les turbomachines où l'on trouve aussi bien des parties fixes que des parties mobiles.

Nous avons vu que les figures de cavitation qui se manifestent sur un profil ou un obstacle dépendent de la forme géométrique de ce corps, des paramètres de l'écoulement : (pression, vitesse) ainsi que des propriétés physiques du liquide (teneur en air, température, viscosité). Toutes ces grandeurs sont théoriquement réglables à volonté, et l'on conçoit aisément la possibilité d'étudier l'érosion de cavitation en fonction de ces divers paramètres.

Nous insistons sur le fait que, dans de telles expériences, la cavitation se développe dans des conditions tout à fait semblables à celles rencontrées dans une machine industrielle, aux effets d'échelle près. C'est-à-dire que l'évolution des bulles de cavitation y dépend des mêmes facteurs physiques et y suit les mêmes lois.

2/ Cavitation par ultrasons

Nous avons expliqué dans le fonctionnement de l'appareil qu'il se forme, à l'emplacement d'un centre de pression, un nuage de bulles qui s'écrasent à chaque alternance. On crée donc en un point, un phénomène qui, dans un circuit hydraulique, se déroule le long d'un profil. De plus, la fréquence de répétition du phénomène est imposée. Nous pouvons donc faire les remarques suivantes.

Le liquide n'étant plus en mouvement par rapport à l'éprouvette, on ne peut plus définir de vitesse d'écoulement. On ne trouve ni couche limite, ni gradients de pressions semblables à ceux qui existent le long d'un profil. On voit de suite que l'on ne peut créer ainsi des figures qualitativement semblables à celles que l'on observe dans un écoulement.

De plus, le comportement des bulles de cavitation s'avère profondément différent. D'une part, les bulles ne subissent plus les déformations dues à leur translation non uniforme ou aux gradients de pression longitudinaux. D'autre part, elles sont soumises à une pression P_0 (t) sinusoïdale de grande fréquence, ce qui entraîne des vitesses extrêmes d'écrasement. Une étude théorique faite par B.E. Noltingk et E.A. Neppiras [24] en remplaçant P_0 par P_0 (t) dans l'équation (12-14) montre qu'il faut tenir compte du rapport de la fréquence des ultrasons à la fréquence de résonance des bulles. En effet, si ce dernier est supérieur à 1, l'écrasement des bulles peut se faire selon des oscillations forcées complexes qui diffèrent profondément de celles observées en cavitation d'écoulement comme l'indique la figure 40.

L'érosion produite dans de telles expériences dépend de la frequence et de l'amplitude des ultrasons ainsi que des conditions aux limites : nature et grandeur du vase, épaisseur des parois, profondeur et densité du fond, emplacement de l'anneau transducteur. On ne sait absolument pas relier ces paramètres à ceux qui caractérisent des conditions d'écoulement. D'où la difficulté d'étendre les résultats obtenus aux cas usuels de cavitation.

Au total, l'effet des fréquences rapides d'écrasement et du martelage intensif qui s'ensuit pour l'éprouvette, provoque une érosion accélérée bien plus rapide que celle que l'on observe dans les machines hydrauliques. On a même pu mettre en évidence une émission de rayonnement, et une action chimique et mécanique plus prononcée en cavitation de gaz qu'en cavitation de vapeur [25], contrairement à ce que laissent prévoir les résultats de la première partie.

3/ Essais au vibrateur magnétostrictif

Le facteur vitesse disparaît comme précédemment pour laisser place à la fréquence et à l'amplitude des vibrations de l'éprouvette. La hauteur d'immersion de cette dernière affecte également l'érosion.

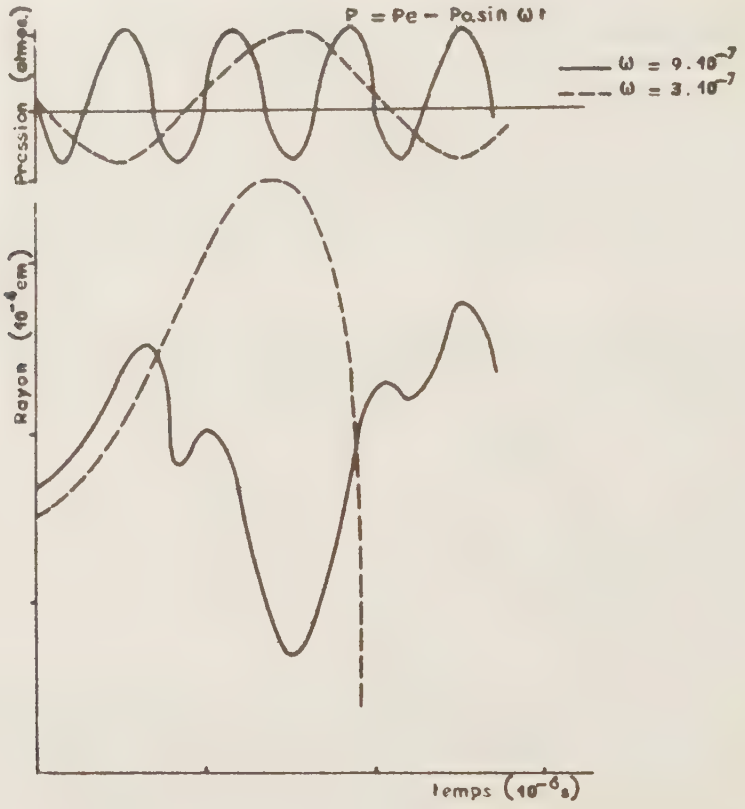


Figure 40 : Rayon d'une bulle en fonction du temps pour différentes pulsations ω

Une différence avec la méthode ultrasonore vient de ce que, l'éprouvette étant soumise à de fortes accélérations, les particules de métal sont plus facilement arrachées.

La nature du phénomène reste cependant très proche de celle de la cavitation par ultrasons. Lors du mouvement ascendant de l'éprouvette, la dépression créée fait naître un nuage de bulles qui, soumises ensuite à une brusque compression, s'écrasent lors du mouvement descendant. La fréquence et l'amplitude des vibrations règlent donc la pression P (t), comme dans le cas précédent.

De plus, si l'on tient compte du rôle chimique du milieu ambiant qui semble être en partie à la base du phénomène d'érosion, ces expériences de cavitation accélérée comme les précédentes introduisent une distorsion entre action chimique et mécanique. Ainsi les études de M. S. Plesset [26] montrent-elles qu'en soumettant alternativement l'éprouvette à un régime vibratoire et à une période de repos laissant place à une certaine action chimique du liquide, on favorise l'érosion pour une même durée de la cavitation effective, du moins en ce qui concerne les alliages sensibles à la corrosion.

4/ Erosion dans un jet

Le problème a été longtemps discuté, de savoir si l'on était, dans ce cas, en présence d'une érosion réellement imputable à la cavitation. Certains prétendent que l'érosion est due au choc direct du jet contre le métal. D'autres imaginent qu'une cavitation secondaire peut se produire sur les rugosités de l'éprouvette [27]. Il est effectivement constaté que pour des vitesses très grandes de rotation, une cavitation latérale se produit de chaque côté de l'éprouvette. Cependant l'érosion principale se produit au contact du jet, sans cavitation évidente.

Certains auteurs ont indiqué que la température et la teneur en air de l'eau n'influencent pas les résultats, contrairement à ce qui se passe en cavitation. De plus, le fait que la surface de contact de l'éprouvette dans le jet soit soumise à une surpression peut faire douter de l'existence de cavités.

Néanmoins, si nous ne sommes pas en présence de cavitation, l'état de surface des éprouvettes soumises à une telle érosion reste fort comparable à celui obtenu par cavitation. Aussi pensons-nous qu'il puisse y avoir une relation entre les deux phénomènes.

Il faut, pour l'expliquer, faire appel, d'une part, à la théorie de Poulter [28] selon laquelle l'érosion de cavitation serait due à la pénétration et au relâchement brusque du liquide dans les porosités du métal sous l'influence d'une variation rapide de pression, d'autre part, à l'étude de C.F. Naude and A.T. Ellis [29] qui montre que l'érosion est due principalement aux bulles situées contre une paroi métallique, lesquelles, en se dégonflant, donnent naissance à un jet liquide (figure 30). Aussi l'éprouvette traversant un jet reproduirait à grande échelle ce qui se passe au moment de la disparition d'une bulle contre une paroi, la vitesse périphérique de l'éprouvette simulant la vitesse de dégonflement de la bulle, mais à une échelle différente.

En effet, dans l'expérience décrite, la vitesse de rencontre de l'éprouvette avec le jet ne dépasse pas 50 m/s alors que le jet qui se produirait dans la phase finale du dégonflement d'une bulle pourrait avoir une vitesse supérieure. Mais en contrepartie, la bulle attaque une surface beaucoup plus petite que celle de l'éprouvette. Or, on a remarqué, en changeant les dimensions du jet, que l'éprouvette résiste d'autant mieux que la surface de contact est plus faible ; ce qui explique que, dans l'expérience du disque, on puisse avoir des dégâts importants avec des vitesses plus réduites. Ainsi, l'éprouvette qui traverse le jet se trouve martelée à une fréquence déterminée et relativement grande sur une surface importante, alors que l'on ignore la fréquence de répétition des chocs ponctuels créés par les bulles de cavitation dans un écoulement.

Il est difficile d'évaluer avec précision les pressions créées par le choc d'une éprouvette contre un jet. Cependant, si l'on se réfère à la formule donnant la pression de choc entre deux corps élastiques proposée par Ackeret et Beeching [30] :

$$P = \frac{\rho_1 V_1 \rho_2 V_2}{\rho_1 V + \rho_2 V_2} V \qquad (21\text{-}1)$$

V : vitesse de rencontre

ρ_1 et ρ_2 masses spécifiques des deux corps

V_1 et V_2 vitesse du son dans chaque corps

on peut entrevoir des pressions variant autour de 1000 atmosphères.

Ici encore, l'action corrosive possible du liquide se trouve atténuée par le fait même que l'éprouvette traverse le jet pendant un très court intervalle de temps.

b) Avantages et inconvénients pratiques

Certains avantages sont relatifs à la construction même de l'installation, d'autres aux facilités de manipulation.

1 - Le tunnel hydrodynamique de cavitation

α Construction

La description que nous en avons donnée suffit à montrer qu'une telle installation comporte des prix de revient élevés ainsi que des délais de réalisation importants. Les dimensions en sont souvent énormes, ce qui pose des problèmes d'encombrement.

β Manipulation

Le réglage des différents paramètres peut être relativement long, étant donné leur nombre et les moyens utilisés.

D'autre part, la durée d'une expérience est souvent de l'ordre de plusieurs heures.

C'est pourquoi, ce procédé expérimental est réservé aux laboratoires disposant de moyens importants.

2 - La méthode par ultrasons

α Construction

Cette méthode nécessite au contraire un appareillage réduit et assez peu coûteux. La partie électrique consomme assez peu d'énergie.

β Manipulation

Le réglage se limite à une variation de fréquence. Le temps d'essai est extrêmement court, de l'ordre de quelques minutes.

3 - Modèle turbines

Remarques identiques à celles du tunnel hydrodynamique.

4 - Disques tournants

α Construction

Ces expériences nécessitent un appareillage relativement réduit. La réalisation pratique pose cependant des problèmes mécaniques de résistance et d'étanchéité.

β Manipulation

Le réglage de la vitesse de rotation est facile sinon toujours précis. Les montages et démontages des éprouvettes le sont moins.

Chaque expérience doit durer environ une heure dans le cas des disques immergés. L'érosion dans un jet peut être au contraire très rapide.

5 - Le vibrateur magnétostrictif

α Construction

La réalisation est un peu moins simple que dans le procédé par ultrasons, notamment en ce qui concerne la partie électronique, et par conséquent plus onéreuse.

L'installation est peu encombrante.

β Manipulation

Le réglage de la fréquence de vibration est aisé. Celui de l'amplitude est plus délicat.

Cette méthode à l'énorme avantage de permettre des essais rapides de l'ordre de quelques minutes.

Ainsi avons nous passé en revue l'ensemble des méthodes utilisées pour produire l'érosion de cavitation. Cette première partie définissait les éléments pouvant entrer en jeu lors de la première phase expérimentale d'une telle étude. Comme nous l'avions annoncé, la seconde phase envisagera les problèmes de mesure de l'érosion obtenue.

B - LA MESURE DE L'ÉROSION DE CAVITATION

1/ Recensement des méthodes de mesure de l'érosion

Lorsque une éprouvette présente une certaine érosion, il faut pouvoir l'apprécier. Que l'on veuille comparer différents états d'érosion sur un même matériau ou sur différents alliages, il faut définir des grandeurs mesurables, caractéristiques de chaque état, qui serviront de base à la comparaison. Nous allons exposer les différentes grandeurs pouvant servir de critère.

a) Mesure de la perte massique

1 - Perte massique de l'éprouvette mesurée sur l'éprouvette

La méthode la plus répandue consiste à peser l'éprouvette étudiée, avant et après l'essai d'érosion. Le principe en est simple.

L'exécution doit être faite avec soin pour ne pas fausser les mesures et exige en toute rigueur :

- une manipulation délicate de l'éprouvette,
- un nettoyage parfait des dépôts superficiels,
- le séchage de l'éprouvette avant chaque pesée,
- l'emploi d'une balance de précision.

2 - Perte massique mesurée sur les débris [19]

Lorsque l'on travaille dans un vase, il est possible de recueillir le filtrat des fines particules qui se sont détachées. M. Wheeler employa cette méthode en redissolvant le filtrat dans une solution acide qu'il dosait ensuite par colorimétrie.

b) Mesure de la perte volumique

Lorsque l'on utilise une éprouvette érodée sur une face plane, il est possible de faire pénétrer un liquide dans les porosités créées, de faire coïncider sa surface avec celle de l'éprouvette non atteinte et d'en mesurer le volume. Cette méthode se rapprocherait de l'opération industrielle qui consiste à déterminer le poids ou le volume de soudure nécessaire à la recharge des pales.

c) Mesure de la profondeur d'érosion [14]

La méthode, exposée par M. Ellis, consiste à enlever à la surface de l'éprouvette une couche de métal telle que toute trace d'érosion disparaisse. On détermine ainsi l'épaisseur de la couche qui avait été atteinte.

L'opération peut se faire par usinage ou par polissage électrolytique. Il est possible de compléter l'examen par une visualisation à l'aide de rayons X.

d) Mesure d'un rayonnement

Kerr et Rosenberg [31] déterminèrent l'intensité de l'érosion à laquelle étaient soumises des pales de turbines Francis en appliquant sur celles-ci une peinture contenant un isotope de l'arsenic. Un compteur décelait la diminution progressive de l'intensité du rayonnement.

e) Méthodes des jauges résistantes

Cette méthode consiste à soumettre à la cavitation une lamelle métallique qui, insérée dans le circuit de mesure d'un point de Wheatstone, permet de faire des mesures de

résistance pendant que l'érosion se propage. Les variations de résistance relative peuvent être lues ou enregistrées. Une première méthode utilisant ce principe a été exposée par M. Rata [32].

Le nombre des critères adoptés pour mesurer un état d'érosion nous amène tout naturellement à nous demander quelle est leur valeur et quel lien il peut y avoir entre eux.

2/ Examen critique des différentes méthodes de mesures de l'érosion de cavitation

a) Mesure de la perte massique

L'usage répandu de cette méthode tient sans doute à sa simplicité, mais aussi au fait qu'elle parait *a priori* répondre le mieux à la question suivante : Quelle quantité de matière faut-il remplacer par soudure sur une pale érodée ? Pourtant, la connaissance de la perte massique présente quelques inconvénients.

La connaissance d'une telle grandeur ne tient pas compte des déformations plastiques sans perte de métal et dont l'importance varie avec la malléabilité du matériau. On a pu observer des déformations considérables d'éprouvettes en plomb sans qu'il y ait pour cela perte de métal. Il faut cependant reconnaître que les matériaux couramment employés dans la fabrication hydraulique sont généralement peu malléables.

D'autre part, la mesure de la perte massique ne permet pas de comparer des matériaux de densité variable bien qu'on rencontre couramment le fait. C'est sans doute cette seconde remarque qui a fait penser à mesurer la perte volumique.

b) Mesure de la perte volumique

L'opération est peu employée, vu sa difficulté. Car il faut un liquide pénétrant parfaitement dans les porosités métalliques et présentant une surface plane. La précision d'une telle mesure laisse sans doute à désirer.

c) Mesure de la profondeur d'érosion

La méthode ne permet de connaître l'érosion qu'en profondeur, c'est-à-dire dans une seule dimension. Il serait bon de pouvoir définir une profondeur moyenne d'érosion.

L'exécution est longue, malaisée, et surtout applicable à une surface plane.

d) Mesure d'un rayonnement

Cette méthode, élégante en elle-même, présente cependant une faiblesse en ce sens que la couche de peinture, une fois détruite, ne permet plus de faire de mesures ni par suite de déterminer l'évolution progressive de l'érosion.

On a aussi reproché à ce procédé d'employer une matière présentant une résistance peu comparable au métal des pales.

e) Méthode des jauges résistantes

Cette méthode présente par rapport aux précédentes un avantage primordial : elle permet une mesure instantanée et pratiquement continue. La jauge étant continuellement reliée au pont de mesure, on peut à tout instant suivre l'évolution de l'érosion.

D'autre part, la résistance est affectée à la fois par la perte de matière et la déformation du métal. Elle est également sensible à la corrosion, de sorte que l'on mesure une destruction globale.

Un autre avantage tient au fait que l'on peut mettre l'érosion en évidence sans changement appréciable de l'état de surface de la jauge, c'est-à-dire sans grande perturbation du phénomène de cavitation.

L'appareillage et le montage sont évidemment plus compliqués que dans les autres mesures. Mais on doit surtout faire les objections suivantes :

- la lamelle métallique soumise à l'érosion possède une résistance différente de celle d'une pièce pleine. D'une part, sa réduction à l'état de feuille mince lui confère des caractéristiques particulières de surface. D'autre part, sa fixation par collage introduit un élément non métallique. Mais l'objection tombe si l'on regarde la jauge comme un matériau ayant des caractéristiques propres et servant uniquement à comparer différents états de cavitation ;

- on peut enfin reprocher à cette méthode sa difficulté d'emploi sur une machine tournante vu l'existence de connexions électriques.

L'examen de ces méthodes nous montre qu'aucune d'entre elles n'est parfaite et que la comparaison des résultats fondés sur différents critères peut s'avérer délicate.

CONCLUSION PARTIELLE : CHOIX D'UNE METHODE

Notre examen critique des méthodes de production de la cavitation nous indique que les divers procédés ne sont pas équivalents ou du moins qu'on ne sait pas lier entre eux les paramètres de différents dispositifs. On ne pourra donc utiliser chaque méthode que dans un but bien déterminé.

L'emploi du tunnel hydrodynamique ou des machines tournantes semble tout indiqué pour l'étude de la cavitation d'écoulement.

Les méthodes d'érosion accélérée s'imposent au contraire dans l'étude des résistances relatives des différents matériaux à la cavitation. En effet, dans ce cas, on ne peut plus étudier les différentes figures de cavitation. Mais on dispose d'un milieu cavitant possédant une énergie bien déterminée et suffisante pour réaliser des essais rapides.

L'érosion par choc direct dans un jet se rapproche évidemment des méthodes d'érosion accélérée. Mais l'absence de cavitation évidente permet en outre d'analyser en détail le processus de l'érosion par un jet tel qu'on peut l'imaginer à plus faible échelle dans une bulle accollée à une paroi.

Ainsi décrirons-nous dans ce qui suit des expériences réalisées au tunnel hydrodynamique de l'E.N.A.M. dans lesquelles nous étudierons l'influence des paramètres de l'écoulement sur l'érosion de cavitation. Puis nous exposerons ensuite des essais d'érosion par choc direct où nous examinons en détail l'attaque des matériaux par un jet liquide.

L'étude des méthodes de mesure nous a montré que chacune d'elles présente des avantages et des inconvénients. Nous avons toutefois essayé de mettre au point une méthode sensible de jauges résistantes tout en la doublant d'une mesure de perte massique. Cette dernière, d'une réalisation très simple, est en effet universellement employée et permet de comparer nos résultats à ceux des autres laboratoires.

Chapitre II

ESSAIS D'ÉROSION AU TUNNEL HYDRODYNAMIQUE

Nos expériences effectuées au tunnel hydrodynamique vont nous conduire à modifier les points de vue traditionnels sur l'influence des paramètres de l'écoulement et à établir une nouvelle relation quantitative entre l'érosion d'une part, le temps, la vitesse et la pression d'autre part.

Nous commencerons par décrire les essais que nous avons effectués au tunnel hydrodynamique de l'E.N.A.M. à Paris afin d'étudier l'influence des paramètres d'un écoulement (pression, vitesse) sur l'érosion de cavitation. Nous présentons d'abord une brève description de l'installation hydraulique et des dispositifs de mesure employés. Nous exposerons ensuite la marche et les résultats des essais.

A - DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

1/ Le circuit hydraulique

L'ensemble du circuit est schématisé sur la figure 41. La veine d'essai est analogue à celle du diffuseur de Shröter et Mousson représenté sur les figures 32 et 42.

La pression P à l'amont du diffuseur peut varier entre 3 et 7 kg/cm^2. On règle, par un double jeu de vannes, la pression moyenne P_0 dans la veine contractée. Cette pression P_0 est obtenue en faisant la moyenne arithmétique des pressions P_1 et P_2 dont les prises sont figurées sur la figure 42. Ces mêmes vannes permettent de faire varier la vitesse V dans la veine contractée entre 30 m/s et 40 m/s environ.

Il n'était prévu aucun dispositif de réglage de la température et de la teneur en air de l'eau du circuit ; on pouvait toutefois changer périodiquement l'eau du réservoir ouvert (figure 41), afin que la température ne varie que de quelques degrés pendant l'essai.

Les éprouvettes sont constituées par des plaques métalliques disposées latéralement sur les parois verticales en plexiglas de la veine d'essai. Ces éprouvettes ne subissent pas le choc direct de l'écoulement. Elles se trouvent uniquement soumises au nuage de cavitation qui se forme dans les tourbillons, en aval du diffuseur. On est donc en présence de cavités quasi permanentes lâchant des bulles qui s'écrasent dans la région du point de stagnation A, comme l'indique la figure 43.

2/ Les éprouvettes

Les éprouvettes sont constituées de plaques métalliques qui viennent affleurer les parois latérales de la veine d'essai. Deux catégories d'éprouvettes ont été utilisées suivant le procédé de mesure adopté.

Les éprouvettes dont on mesure la perte massique sont constituées de plaques de plomb de 5 mm d'épaisseur (figure 44).

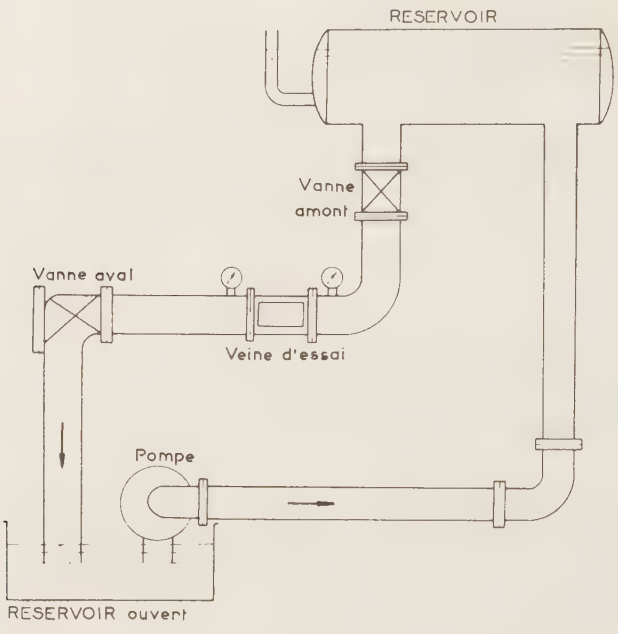


Figure 41 : Schéma du circuit hydraulique

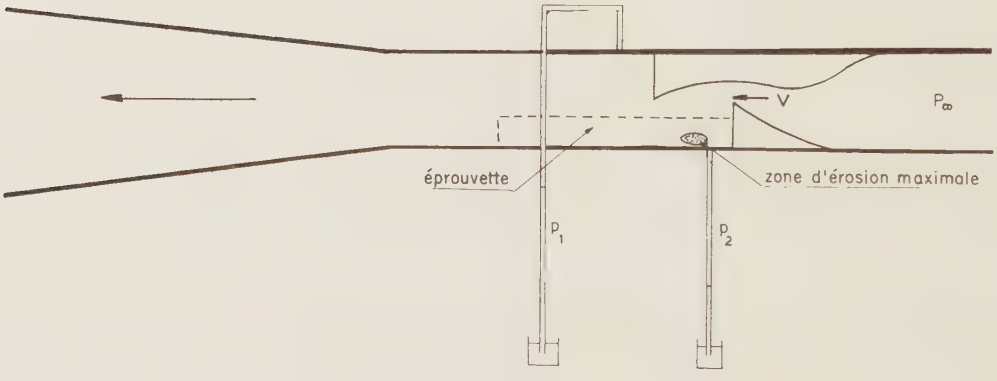


Figure 42 : Veine d'essai

Les éprouvettes destinées à la fixation de jauges résistantes sont des plaques de bronze sur lesquelles est collée une pellicule isolante. Cette dernière sert de support aux jauges de mesure.

L'aspect d'une éprouvette comportant des jauges résistantes est représenté sur la figure 45. L'ensemble des quatre jauges est constitué par une bande de plomb de 0,5 mm d'épaisseur fendue en son milieu. Les soudures A, B, C, D des fils conducteurs partagent cette bande en quatre parties représentant les quatre branches d'un pont de Wheatstone. Les deux parties extrêmes AC et BD, situées en dehors de la zone d'érosion servent de jauges d'équilibrage. Les deux parties centrales AB et CD sont les jauges actives soumises à la cavitation.

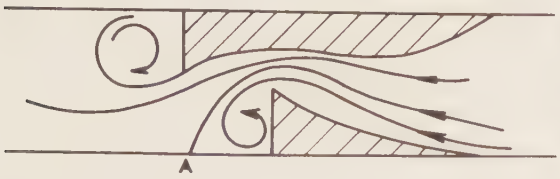


Figure 43 : Ecoulement dans une veine d'essai

Figure 44 : Eprouvette en plomb

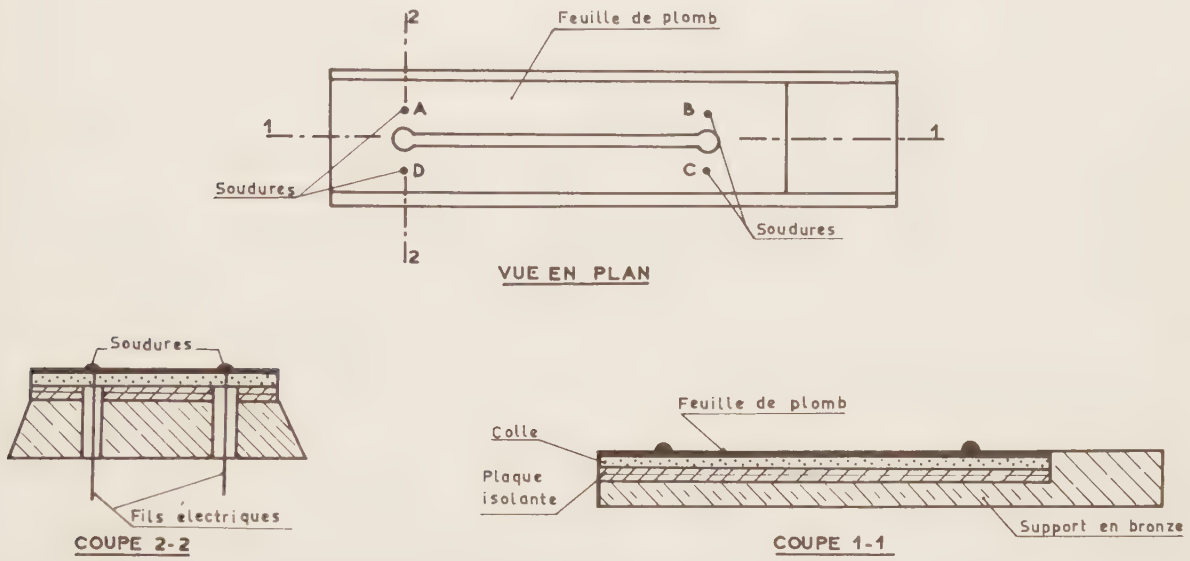


Figure 45 : Constitution des jauges résistantes

3/ Dispositif de mesure

La mesure de perte massique se fait à l'aide d'une balance sensible au demi-milligramme en prenant les précautions nécessaires pour le nettoyage des éprouvettes.

La mesure de variation de résistance des jauges actives se fait en mesurant le déséquilibre du pont de Wheatstone constitué par les quatre jauges. La résistance des jauges est de quelques mΩ. Elles sont parcourues par un courant alternatif de quelques dizaines d'ampères. La tension V d'alimentation se mesure entre A et D. La tension v de déséquilibre se mesure entre B et C. La variation relative de résistance $\Delta R/R$ est proportionnelle à v/V.

La tension de déséquilibre est amplifiée et mesurée dans un détecteur de zéro en lui opposant une tension de même phase et d'amplitude réglable.

On peut se demander s'il existe une relation entre la perte massique et la variation de résistance des jauges. On peut également se demander si, pour une même intensité d'érosion, la variation de résistance varie avec la localisation des trous sur les jauges. J.M. Rata examina ce point en faisant artificiellement des trous de 1 mm de diamètre, arbitrairement disposés. Les résultats de la figure 46 semblent indiquer que la quantité $\Delta R/R$ est proportionnelle à la perte massique et indépendante de la disposition des trous. Nous verrons cependant qu'il s'avère difficile de relier entre eux les résultats des mesures de masse et des mesures électriques.

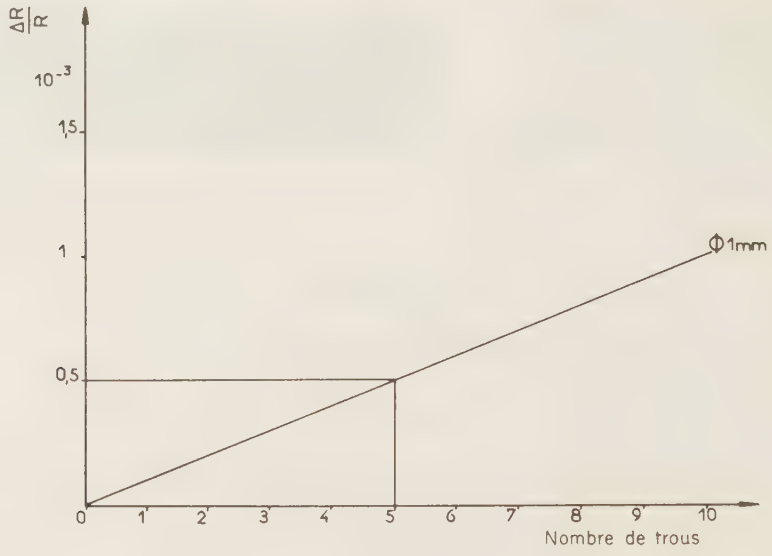


Figure 46 : Relation entre ΔR/R et la perte massique

B - CONDUITE DES ESSAIS

1/ Types d'essais

Il nous a été possible de régler deux paramètres indépendamment l'un de l'autre : la vitesse V dans la veine contractée et la pression moyenne P à l'aval du diffuseur.

Nous avons donc fait, d'une part, des essais à vitesse variable et à pression constante et, d'autre part, des essais à pression variable pour une vitesse donnée. Chaque essai donna lieu à des mesures de perte massique. Il fallait alors arrêter l'installation et démonter les parois de la veine d'essai à intervalles de temps réguliers.

Les mesures électriques permettent au contraire de suivre de façon continue l'évolution de l'érosion. Mais la fragilité des jauges ne nous a permis que de faire un nombre restreint de mesures parfaites.

2/ Résultats des essais

a) Influence du temps

La figure 47 indique la manière dont évolue l'érosion au cours du temps. On remarque que les courbes obtenues forment une ligne brisée ayant deux pentes bien distinctes. De plus, on observe un délai initial pendant lequel aucune perte en poids ne se manifeste. Nous distinguerons donc trois périodes principales d'érosion :

- une première période, dite d'incubation, pendant laquelle on ne peut déceler aucune perte en poids sensible. Le début de cette période ne laisse d'ailleurs apparaître aucune attaque du métal. Mais, durant la seconde partie de ce délai, on observe une certaine déformation plastique de la surface qui prend l'aspect d'une peau d'orange. Nous appellerons τ_0 la durée de cette période :

- une seconde période, de faible intensité d'érosion et de durée τ_1. Nous remarquons que, dans le cas présent, cette période correspond à une perte massique à peu

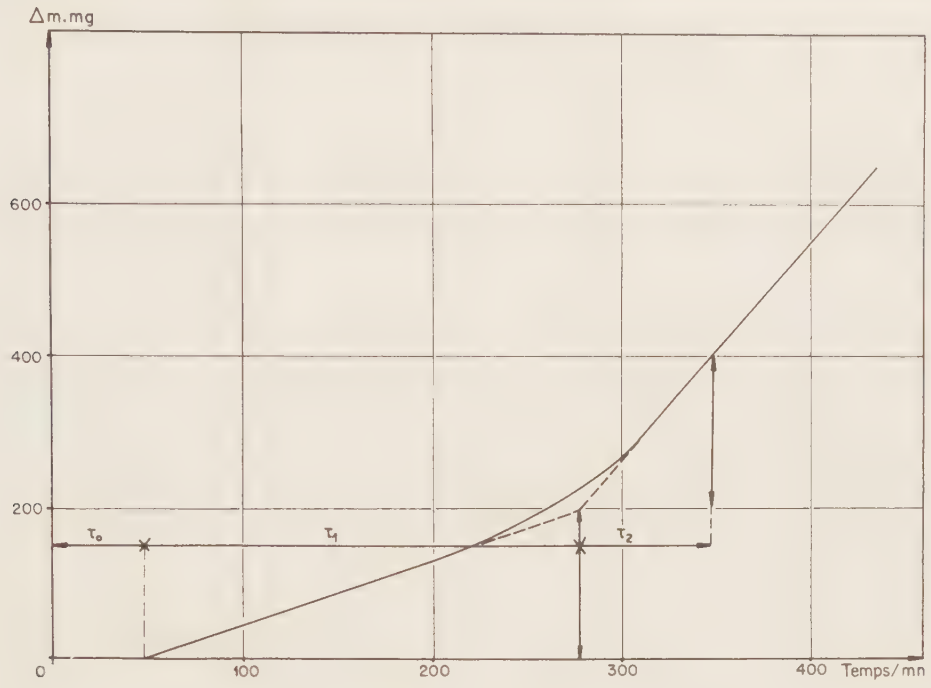


Figure 47 : Influence du temps sur l'érosion
V_o = 27,5 m/s P_o = 35 cm Hg

près constante Δm_1 d'environ 200 mg. Le début de cette période semble coïncider avec la formation du premier petit cratère d'érosion. Au bout du temps $\tau_0 + \tau_1$, la surface attaquée de l'éprouvette présente un aspect granuleux ou piqueté.

Nous définirons l'intensité de l'érosion par le rapport :

$$I_1 = \frac{\Delta m_1}{\tau_1}$$

Δm_1 : perte massique pendant le temps τ_1 ;

- une troisième période, de forte intensité d'érosion.

Cette période coïncide avec une attaque en profondeur qui se développe rapidement. Nous n'avons pu faire des observations au-delà de cette période. Nous pouvons cependant la caractériser par une intensité I_2 :

$$I_2 = \frac{\Delta m_2}{\tau_2}$$

où Δm_2 peut être choisi arbitrairement (200 mg par exemple), τ_2 étant alors déterminé.

De façon générale, appelons E l'érosion mesurée en unité de masse, de poids ou de volume. Remplaçons Δm_1 et Δm_2 par des érosions E_1 et E_2. Nous pouvons alors évaluer l'érosion E

$$\begin{cases} E = \dfrac{E_1}{\tau_1}(t - \tau_0) \\ \tau_0 < t < \tau_0 + \tau_1 \end{cases} \qquad (22\text{-}1)$$

$$\begin{cases} E = \dfrac{E_2}{\tau_2} t - (\tau_0 + \tau_1) + E_1 \\ \tau_0 + \tau_1 < t \end{cases} \qquad (22\text{-}2)$$

b) Influence de la vitesse

La figure 48 représente l'évolution de l'érosion au cours du temps pour différentes vitesses V et une pression constante P égale à 35 cm de mercure. On constate que les temps d'érosion τ_0, τ_1, τ_2 diminuent lorsque la vitesse augmente. Leur variation est représentée sur la figure 49. La gamme des vitesses réalisables est malheureusement trop étroite pour en déduire l'équation exacte de ces courbes qui semble être de la forme :

$$\tau_i = a_i (V - V_m)^{-\alpha_i}, \qquad i = 0,\ 1,\ 2 \qquad (22\text{-}3)$$

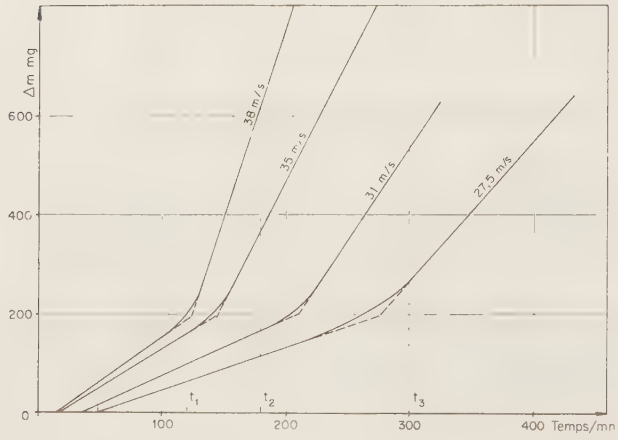


Figure 48 : Influence de la vitesse V_o sur le temps d'érosion P_o = 35 cm Hg

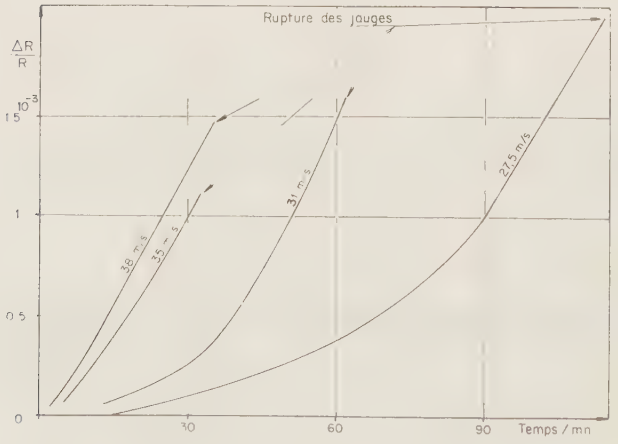


Figure 50 . Influence de la vitesse V_o sur le temps d'érosion P_o = 35 cm Hg

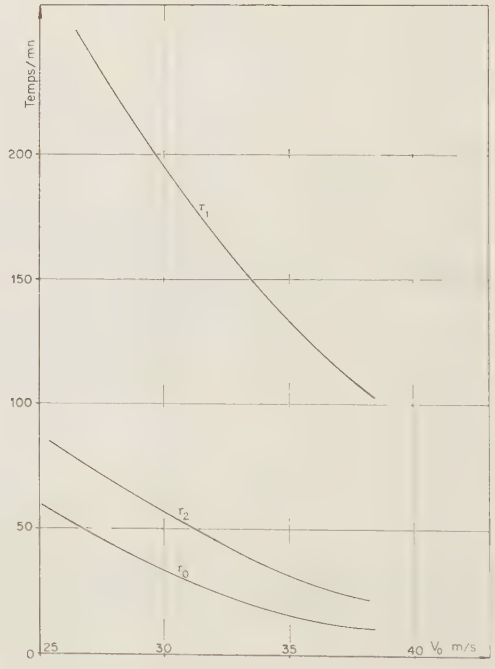


Figure 49 : Influence de la vitesse V_o sur le temps d'érosion P_o = 35 cm Hg

où a_i est une fonction de P, α_i une constante positive et V_m une vitesse limite en dessous de laquelle on ne décèlerait plus d'érosion. Dans le cas présent :

$$V_m \# 20 \text{ m/s} \qquad \alpha_1 \# \alpha_2 \# 1$$

La figure 50 représente les résultats obtenus avec les jauges résistantes. Leur constitution explique l'érosion plus rapide qu'elles subissent. Dans ce cas, les trois périodes précédemment décrites sont moins nettement décelables. Les mesures sont perturbées par une certaine imprécision au début et limitées à la fin par la rupture même des jauges dont on n'a pu diminuer la fragilité.

L'influence de la vitesse est qualitativement semblable à celle observée sur les éprouvettes en plomb.

c) Influence de la pression

La figure 51 représente l'évolution de l'érosion au cours du temps pour différentes pressions P et une vitesse constante V égale à 38 m/s. On constate que les temps d'érosion τ_0, τ_1, τ_2 diminuent lorsque la pression augmente. Leur variation est représentée sur la figure 52. Elle est à peu près linéaire et de la forme :

$$\tau_i = b_i - c_i P \qquad i = 0, 1, 2 \qquad (22\text{-}4)$$

où b_i et c_i sont des fonctions de V.

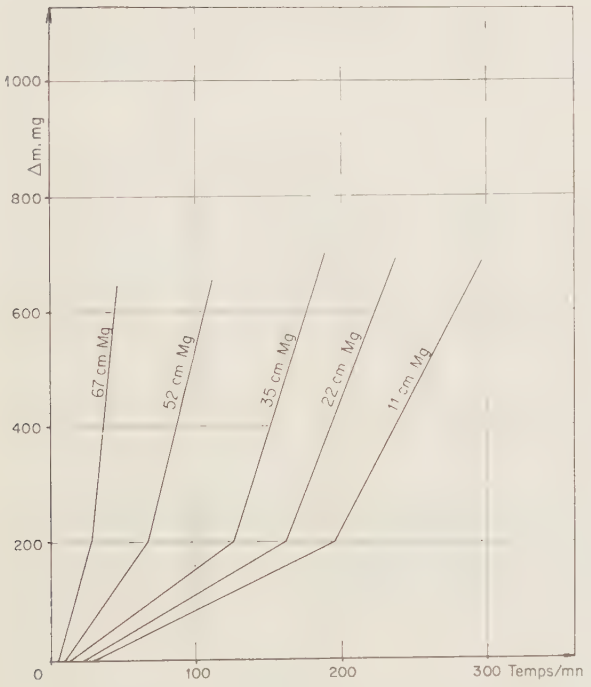


Figure 51 : Influence de la pression P_o sur le temps d'érosion V_o = 38 m/s

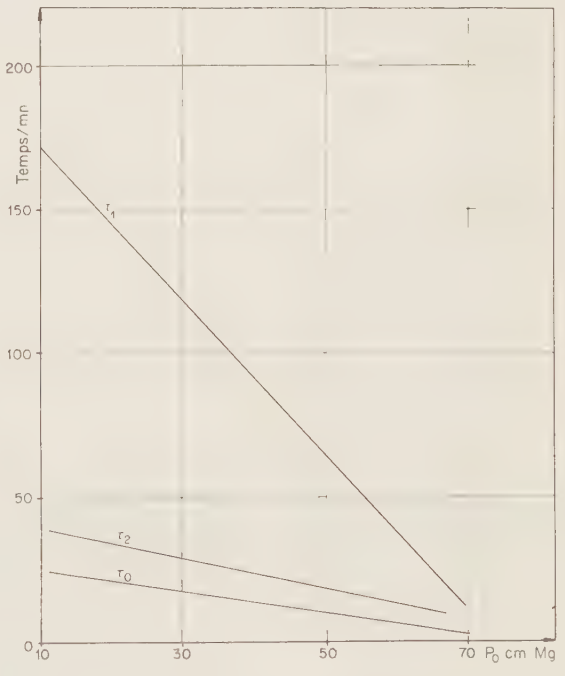


Figure 52 · Influence de la pression P_o sur le temps d'érosion V_o = 38 m/s

C - DISCUSSION DES RÉSULTATS

On peut résumer l'ensemble de ces résultats en regroupant les formules (22-1), (22-2), (22-3), (22-4) :

$$\tau_i = (A_i - B_i P)(V - V_m)^{-\alpha_i}$$

d'où

$$\begin{cases} E = \dfrac{E_1 (V - V_m)^{\alpha_1}}{(A_1 - B_1 P)} \left[t - (A_o - B_o P)(V - V_m)^{-\alpha_o} \right] \\ \tau_0 < t < \tau_0 + \tau_1 \end{cases} \qquad (22\text{-}5)$$

$$\begin{cases} E = \dfrac{E_2 (V - V_m)^{\alpha_2}}{(A_2 - B_2 P)} \left[t - (A_0 - B_0 P)(V - V_m)^{-\alpha_0} - (A_1 - B_1 P)(V - V_m)^{-\alpha_1} \right] + E_1 \\ \tau_0 + \tau_1 < t \end{cases} \qquad (22\text{-}6)$$

La portée de ces formules aurait été plus générale si l'on avait pu établir l'influence de P et V dès l'apparition de la cavitation, c'est-à-dire dans un domaine plus large de vitesse et de pression. Ces formules ne sont en fait applicables qu'en régime de cavitation très développée.

En outre, nous ne devons pas oublier que la validité de tels résultats se limite aux écoulements du type étudié. Nous pouvons donc nous attendre à obtenir des résultats semblables dans un élargissement brusque de conduite, ou derrière un obstacle proéminent ; mais il faudrait reprendre le problème dans le cas d'autres figures de cavitation.

L'existence d'une période d'incubation nous permet de penser, avec d'autres auteurs, que nous sommes en présence d'un phénomène de fatigue des matériaux. Nous savons en effet qu'une éprouvette soumise à des efforts périodiques inférieurs à la limite de rupture, se casse au bout d'un nombre de cycles minimal nécessaire. Il semblerait donc que les bulles de cavitation créent des contraintes locales répétées qui ne permettent d'observer la destruction du matériau qu'au bout d'un certain temps. Nous analyserons plus loin des faits qui viennent corroborer cette hypothèse.

L'influence de la vitesse s'avère qualitativement conforme à ce que laissait prévoir la théorie. Une augmentation de V correspond en effet à une dépression dynamique qui favorise le développement des cavités. En outre, la pression d'arrêt en A augmente, ainsi que l'énergie d'écrasement des bulles dans cette région, d'après la formule (12-12).

La vitesse intervient également dans la fréquence des impacts provoqués par les bulles. On peut en effet penser que le nombre de bulles arrivant au voisinage du point A dans un temps donné sera proportionnel à la vitesse qui influence directement la fréquence n des lâchers de tourbillons derrière un obstacle. On peut définir par analogie avec les tourbillons alternés de Benard-Karman un nombre de Strouhal S :

$$S = \frac{n D}{V} = f(\mathcal{R})$$

D : distance de référence dans l'écoulement

$\mathcal{R}$: nombre de Reynolds de l'écoulement.

Si, dans un certain domaine de fonctionnement, S = Cte, on peut écrire :

$$n = k\ V \tag{22-7}$$

où k est une constante.

L'influence de la vitesse sur l'intensité de l'érosion a déjà été étudiée par de nombreux auteurs, notamment : Schröter [32], Knapp [12], Kerr et Rosenberg [30], Rata [31], Shalnev [33] qui trouvèrent de façon générale une influence très forte de la vitesse et établirent des relations de la forme :

$$E = k\ V^{\alpha} \tag{22-8}$$

où k est une constante et α un exposant variant entre 5 et 9 suivant les auteurs.

La diversité des résultats provient de plusieurs raisons :

Tout d'abord, ces auteurs utilisèrent des types d'écoulement tout à fait différents donnant lieu à des figures de cavitation non identiques : lame de cavitation sur une ogive, cavité dans le sillage d'un obstacle cylindrique, tourbillons dans un diffuseur semblable au nôtre, cavitation sur une pale de turbine. Or, nous savons que le mécanisme de l'érosion peut varier avec la forme de l'écoulement.

Ensuite, l'évaluation de l'érosion a été faite dans chaque cas à l'aide de grandeurs difficilement reliables : nombre de trous, perte volumique, diminution d'un rayonnement radioactif, variation de résistance.

En outre, les mesures d'érosion étaient faites à des instants arbitrairement choisis. Or, si nous comparons les érosions obtenues à différentes vitesses, aux temps t_1, t_2, t_3 portés sur la figure 48 et respectivement égaux à 120 mm, 180 mm et 300 mm, nous obtenons les courbes de la figure 53 qui sont de la forme :

$$E = k\ (P)\ (V - V_m)^{\alpha(t)} \tag{22-9}$$

α étant respectivement égal à environ 1, $\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $V_m \# 20$ m/s.

La valeur de α semble en moyenne indépendante de P.

Enfin, les conditions de pression ne sont généralement pas fixées. La plupart des auteurs opèrent à une valeur constante du paramètre de cavitation :

$$\sigma = \frac{P - P_v}{\frac{V^2}{2}}$$

Si bien que toute variation de la vitesse entraîne une variation parallèle de la pression. Nous pensons que, dans ces conditions, les effets mesurés sont aussi bien dus aux variations de la vitesse qu'à celles de la pression. Il apparaît alors impossible de les dissocier et l'on ne saurait imputer à la vitesse seule l'accroissement d'érosion observé.

Il semble donc normal que la plupart des auteurs aient trouvé une influence surestimée de la vitesse, dans la mesure où les effets de la vitesse et de la pression s'ajoutent.

Nous avons nous-même étudié l'évolution de l'érosion à différentes vitesses pour une valeur constante de $\sigma = 0,12$. Dans ce cas, l'accroissement de l'érosion (figure 54) est beaucoup plus rapide que celui qui nous est donné par la figure 48 où seule la vitesse varie.

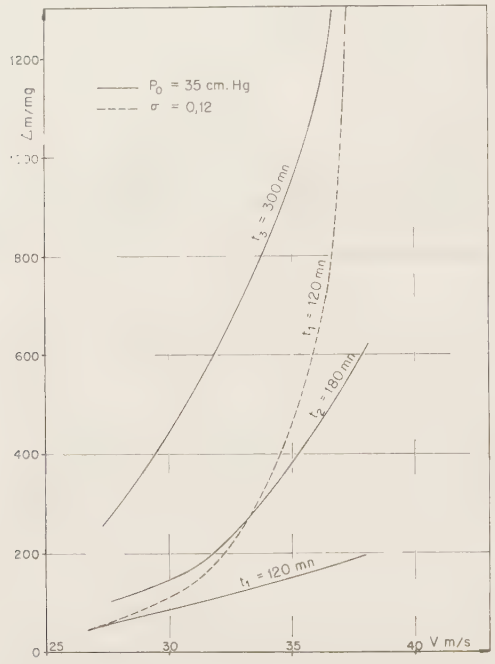


Figure 53 : Influence du temps sur la comparaison des résultats P_o = 35 cm Hg
σ = 0,12

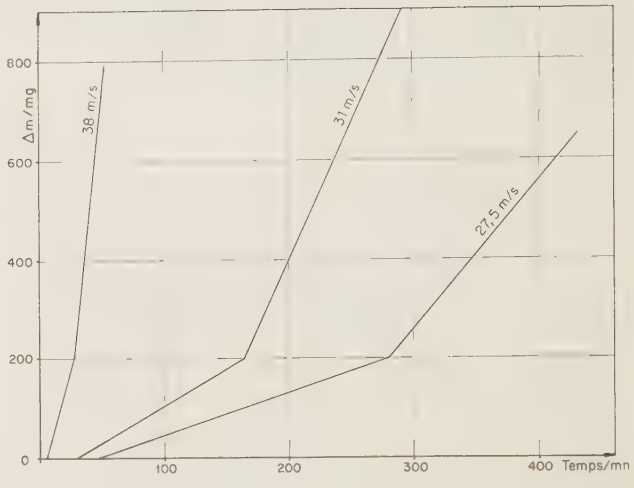


Figure 54 : Influence de la vitesse et de la pression sur l'érosion σ = 0,12

La figure 53 montre que les érosions mesurées au bout du temps t_1 = 120 mm varient alors en fonction de la vitesse selon une loi de la forme (22-9) :

$$E = k\ (V - V_m)^{\alpha} \quad \alpha \neq 3$$

Un dernier point nous empêche de comparer aisément nos résultats à ceux qui existent déjà. Il faudrait en effet identifier les fonctions (22-8) et (22-9), ce qui n'est possible que lorsque $V_m = o$.

Or, nous pensons que, de façon générale, l'érosion s'annule pour une certaine vitesse V_m qui, dans nos expériences, était de l'ordre de 20 m/s. Cette vitesse minimale dépend évidemment de la pression. Elle ne saurait être nulle puisqu'il existe au moins un seuil de vitesse au-dessous duquel il n'y a plus de cavitation. Nous ne pensons donc pas qu'il soit réaliste de proposer une variation de la forme $E = k\ V^{\alpha}$.

Toutefois, afin de comparer nos résultats à ceux de nos prédécesseurs, nous remarquerons que les érosions mesurées au bout des temps t_2 et t_3 aux vitesses V_a = 27,5 m/s et V_b = 38 m/s pour une même pression de 35 cm de mercure permettent d'écrire :

$$\frac{E_b}{E_a} = \left(\frac{V_b}{V_a}\right)^{\alpha}, \quad \alpha \neq 5$$

Ce résultat coïncide bien avec une loi en V^5 proposée par Shalnev.

L'influence de la pression était moins prévisible. Nous avions en effet montré, à la fin de la première partie, qu'une augmentation de pression contrarie l'expansion des bulles, diminue leur rayon maximal R_o et par suite leur énergie qui varie comme R_o^3.

Mais en contrepartie, la pression statique dans la zone d'écrasement se trouve augmentée, ce qui tend à accroître l'énergie d'écrasement. Il semble que, dans ce cas, la seconde influence l'emporte sur la première.

Cela peut provenir du fait que l'énergie cinétique est ici beaucoup plus grande que la charge statique. La dépression dans les tourbillons en aval du diffuseur est principalement liée à la vitesse d'écoulement et peu influencée par la pression statique ambiante, ce qui ne modifierait pas beaucoup la formation des cavités. Au contraire, la pression d'écrasement en A varie linéairement avec P.

Toutefois, les limites de l'installation ne nous ont pas permis d'atteindre des pressions supérieures à 67 cm de mercure. Il est évident qu'au-delà d'une certaine pression, l'érosion devrait diminuer, puis la cavitation cesser complètement lorsque σ atteint la valeur critique σ_c de l'installation. Les droites de la figure 52 ne constituent donc qu'une partie des courbes $\sigma_i = f(P)$ et ne représentent la variation de cette fonction que dans un certain domaine de pression.

CONCLUSION PARTIELLE

L'étude de l'érosion au tunnel hydrodynamique nous a permis de présenter une méthode d'évaluation de l'érosion en fonction des paramètres de l'écoulement, soit à l'aide des formules (22-5) et (22-6), soit à l'aide de la formule (22-9).

L'évolution de l'érosion en fonction du temps fait apparaître une période d'incubation initiale qui laisse supposer que le matériau se dégrade par fatigue.

L'influence de la vitesse d'écoulement semble qualitativement conforme à ce qu'indique la théorie : augmentation de la dépression au centre des tourbillons et de la fréquence des impacts. Cette influence s'avère toutefois plus faible que ne le laissaient prévoir les résultats des divers expérimentateurs.

L'influence de la pression statique apparaît également importante et nous avons vu qu'elle peut expliquer le fort accroissement de l'érosion observée à σ constant.

Nous constatons que le paramètre de cavitation σ s'avère impropre à la détermination des conditions d'érosion, puisque celles-ci peuvent varier fortement pour une même valeur de ce nombre.

Chapitre III

ESSAIS D'ÉROSION PAR CHOC DIRECT

Les essais d'érosion sur disque tournant vont nous permettre de pénétrer plus profondément le mécanisme de l'érosion en étudiant l'influence de l'intensité et de la fréquence des chocs, ainsi que celle de la viscosité du liquide.

Nous serons ainsi conduit à des résultats entièrement nouveaux permettant d'analyser l'influence jusqu'ici inexpliquée de la vitesse d'écoulement, d'assimiler la cavitation à un choc direct en insistant sur le phénomène de fatigue, de mettre en évidence l'influence de l'état de surface du matériau.

Nous avons déjà précisé dans le premier chapitre de cette partie comment l'on peut relier le phénomène de choc direct d'un jet liquide à l'écrasement d'une bulle de cavitation contre une paroi, celle-ci produisant un jet microscopique lors de sa disparition. Nous passerons en revue les caractéristiques essentielles de la méthode utilisée pour étudier ensuite l'aspect physique du phénomène.

A - PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES DE LA MÉTHODE

1/ Description de la méthode

a) Principe

Le phénomène de choc direct de l'eau sur une paroi métallique se manifeste dans certaines installations industrielles en provoquant une érosion parfois rapide des parties attaquées. On peut l'observer sur les ailettes des turbines à vapeur après condensation partielle dans le corps "basse pression". Un mécanisme semblable explique l'érosion observée à l'intérieur des augets de turbines Pelton de grande hauteur de chute et pour lesquelles on peut déceler une dispersion du jet.

Un tel phénomène a déjà été reproduit en laboratoire par Honegger [18], P. De Haller [15], M. Vater [34], puis plus récemment par J.M. Hobbs [17], en faisant traverser un jet d'eau par une éprouvette tournant à grande vitesse.

b) Appareillage

L'installation se compose essentiellement d'un carter en fonte à l'intérieur duquel tourne un disque en alliage léger, comportant des éprouvettes périphériques. Celles-ci viennent couper deux jets horizontaux, parallèles à l'axe du disque, l'évacuation se faisant par le fond (figures 39 et 55).

Le disque se trouve entraîné par un moteur à courant continu comportant une régulation de vitesse allant de 0 à 3 000 tr/mn.

Durant la marche, on peut observer l'évolution du phénomène par un hublot en plexiglas, comme le montre la figure 56 représentant l'ensemble de l'installation.

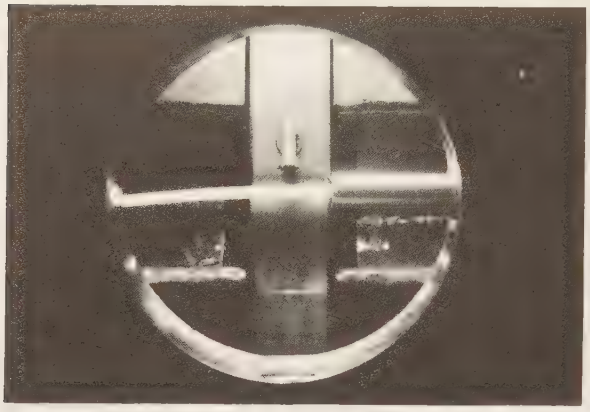


Figure 55 : Vue de l'éprouvette et du jet

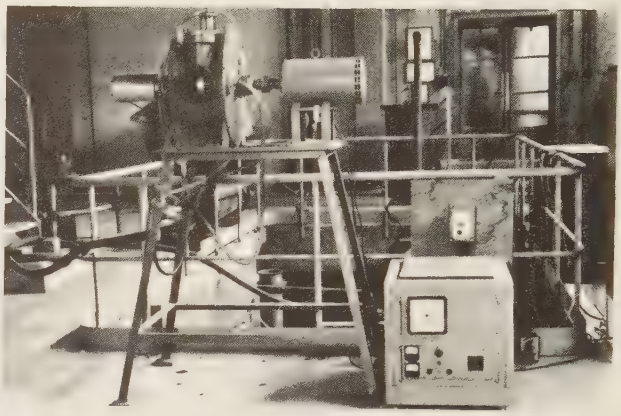


Figure 56 : Vue d'ensemble de l'installation

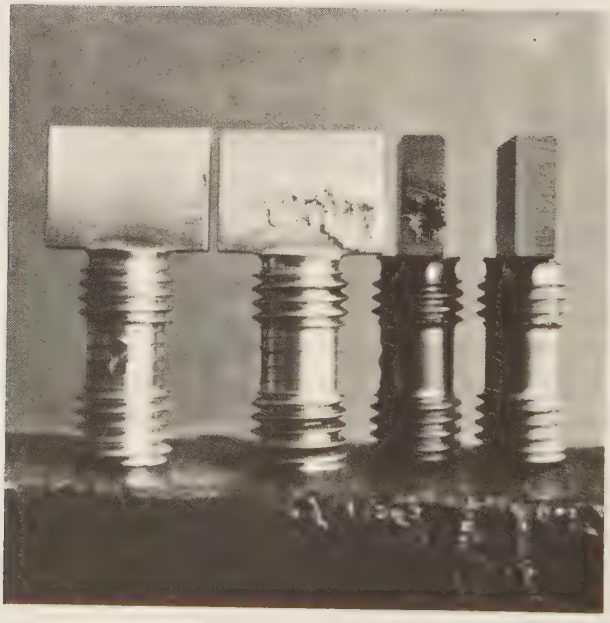


Figure 57 : Vue d'éprouvettes intacte et érodée.

Les éprouvettes utilisées comprennent une partie filetée servant à leur fixation et une partie prismatique à section rectangulaire dont l'une des faces subit l'attaque du jet comme le montre la figure 57.

Les pertes en poids des éprouvettes sont mesurées avec une balance permettant d'évaluer des variations de 0,5 mg.

Avant chaque pesée, chaque éprouvette est nettoyée, puis séchée, afin d'éliminer toute trace d'impuretés ou d'humidité.

2/ Examen de la méthode

a) Mécanisme de la destruction

- S'agit-il de cavitation ?

Nous avons discuté, lors de l'exposé des différentes méthodes expérimentales, de l'impossibilité actuelle à déterminer le mécanisme exact de cette érosion.

Beeching [27] essaya d'étayer la thèse de la cavitation en imaginant la formation de cavités sur les rugosités de l'éprouvette lors de la traversée du jet. Il constata en effet qu'une surface polie était plus difficilement attaquée qu'une surface rugueuse.

Cette dernière remarque ne constitue pas, à notre avis, la preuve de l'existence de cavités. Nous avons en effet rappelé plus haut le principe de la théorie de Poulter [28] qui explique l'effet destructif de la compression et du relâchement brusque d'un liquide dans les porosités d'une paroi, ce qui fut d'ailleurs vérifié expérimentalement. Nous pensons aussi que sur une éprouvette non polie, les contraintes présentent des valeurs plus fortes dans les changements brusques de section dus aux irrégularités de surface.

Nous rappelons également que Mousson [36] et Vater [35] ont montré que la teneur en air et la température de liquide influencent peu l'érosion par choc direct, contrairement à ce qui se produit en cavitation.

Il nous faut donc savoir si l'on peut réellement imputer l'érosion observée au choc direct du jet sur l'éprouvette, ce qui nous conduit à considérer les pressions mises en jeu.

- Pressions dues au choc liquide

Nous rappelons la formule proposée par Beeching [7] :

$$P = V \cdot \frac{\rho_1 A_1 \rho_2 A_2}{\rho_1 A_1 + \rho_2 A_2} \qquad (23\text{-}1)$$

V : vitesse de rencontre

ρ_1 et ρ_2 : masses spécifiques du liquide et du matériau solide

A_1 et A_2 : vitesse du son dans le liquide et le matériau solide

Cette formule tient compte de l'élasticité des deux corps puisque l'on a :

$$A = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

E : module d'Young

M. Vater [34] proposa une formule plus complète qui tiendrait compte de la rigidité des matériaux durant l'application de l'effort et relative au choc d'une bille métallique sur une plaque plane. La théorie donne dans ce cas une contrainte maximale :

$$\sigma = - 0,388 \sqrt[3]{\frac{F}{R}\left(\frac{2 E_1 E_2}{E_1 + E_2}\right)^2} \qquad (23\text{-}2)$$

F = force de propulsion de la bille

R = rayon de la bille

E_1 et E_2 = module d'Young de la bille et de la plaque

Dans la formule précédente, on a :

$$f = k V^{6/5}$$

avec

V = vitesse de choc

$$k = \left(\frac{5}{4} m\right)^{3/5} \left[\frac{3}{16} \sqrt{\frac{1}{R}(\theta_1 + \theta_2)}\right]^{2/5}$$

m = masse de la bille

θ_1 et θ_2 = constantes dépendant des propriétés élastiques de la bille et de la plaque.

M. Vater en tira une formule semi-empirique relative aux contraintes créées sur le choc d'une goutte d'eau :

$$\sigma = k (EV)^{3/2} \qquad (23\text{-}3)$$

Il faut retenir, de l'application de ces formules, l'idée générale suivante : les contraintes qu'elles permettent de calculer sont généralement trop faibles pour expliquer la destruction des matériaux : celle-ci peut en effet s'observer alors que la valeur de σ reste inférieure à la limite de rupture ou même à la limite élastique.

- Phénomène de fatigue

Le résultat que nous venons d'énoncer est caractéristique du phénomène de fatigue des matériaux : nous sommes en effet devant un exemple d'efforts périodiques provoquant une destruction sans dépassement de la limite de rupture.

Un autre fait que nous observerons ultérieurement vient à l'appui de cette hypothèse : l'évolution de l'érosion dans le temps présente, au début de chaque expérience, une période sans usure, dite "période d'incubation", au bout de laquelle apparaît un premier enlèvement de matière. Cette période correspondrait donc au nombre de cycles nécessaire à la rupture, conformément à la loi de Wohler [36]. Nous avons observé le même fait en ce qui concerne la cavitation.

Il semble donc que la destruction par choc direct s'apparente à une usure de fatigue et que les contraintes appliquées au matériau dépendent grandement de la pénétration du fluide dans les porosités de l'éprouvette.

b) Relation avec l'érosion de cavitation

Nous ne possédons pas suffisamment d'éléments pour expliquer la nature exacte de l'érosion créée par le choc d'une éprouvette dans un jet liquide. La destruction pourrait en effet provenir, soit des pressions créées par le choc direct, soit de la cavitation, soit des deux à la fois. L'hypothèse de la cavitation semble cependant infirmée par l'influence minime de la teneur en air et de la température.

Quoi qu'il en soit, les deux modes de destruction présentent les mêmes caractéristiques :

En présence de cavitation, l'érosion serait principalement due aux bulles collées à la paroi qui donnent naissance à un jet liquide très petit, mais de grande énergie. Le choc direct est également créé par un jet, mais d'un diamètre bien supérieur et de vitesse relativement faible. Il s'agit donc dans les deux cas de choc liquide contre une paroi.

Les deux modes de destruction s'expliquent par un mécanisme de fatigue et présentent un même délai initial. Nous verrons dans le paragraphe suivant la parfaite coïncidence entre l'évolution de l'érosion par choc direct et par cavitation.

Nous pensons que la rapidité d'évolution de l'érosion par choc direct provient du fait que la surface de l'éprouvette est touchée dans son ensemble à une fréquence élevée, ce qui désorganise la structure métallique plus facilement que des contraintes ponctuelles dues aux bulles de cavitation.

B - INFLUENCE DE CERTAINS FACTEURS PHYSIQUES SUR L'ÉROSION PAR CHOC DIRECT

1/ Influence du temps d'érosion

Si l'on examine l'évolution de l'érosion que subit une éprouvette au cours du temps pour une vitesse de rotation et un nombre de jets constants, on peut distinguer quatre périodes distinctes correspondant à des intensités d'érosion différentes. Le fait a déjà été observé en ce qui concerne l'érosion de cavitation. Nous pensons cependant qu'il est bon de le rappeler afin d'en discuter le sens physique et d'en tirer certaines conclusions quant à l'exploitation des résultats.

a) Période d'incubation

Nous avons déjà dit qu'au début de l'expérience, un certain temps s'écoule durant lequel aucune perte en poids ne se produit ou du moins ne peut être mesurée.

La proposition n'est pas générale, car l'érosion débute instantanément dans deux cas au moins.

1 - Dans le cas des métaux les moins résistants, pour une vitesse et un nombre de jets déterminés

C'est le cas du duralumin et du laiton comparativement au bronze,

pour N = 3 000 tr/mn (vitesse de rotation)

J = 2 (nombre de jets) (figure 58).

On observe le même phénomène pour l'alliage plomb-antimoine (Pb-Sb), comparativement à l'aluminium, au duralumin, au laiton et au bronze,

pour N = 3 000 tr/mn

J = 1 (figure 59).

2 - Dans le cas de fortes vitesses, pour un métal donné et une fréquence de choc donnée

C'est le cas de l'alliage (Pb-Sb),

pour J = 1 et N = 3 000 tr/mn d'une part

J = 2 et N = 1 500 tr/mn d'autre part (figure 60).

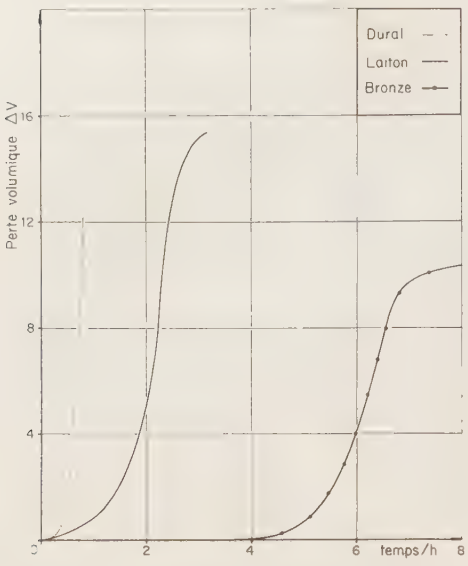


Figure 58 : Erosion comparée du dural, laiton, bronze, pour N = 3 000, J = 2.

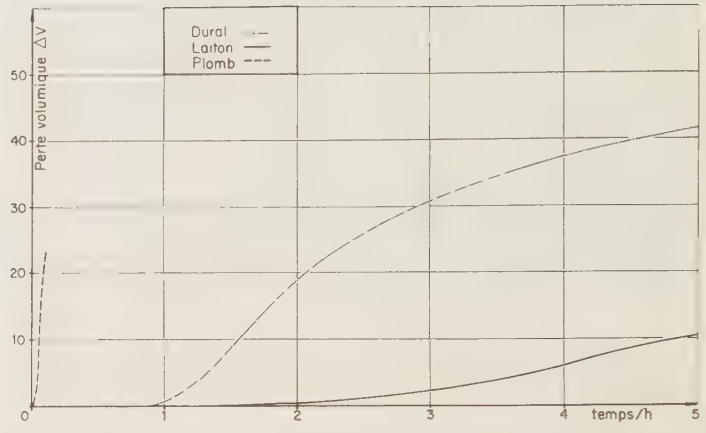


Figure 59 : Erosion comparée du plomb, dural, laiton pour N = 3 000, J = 1

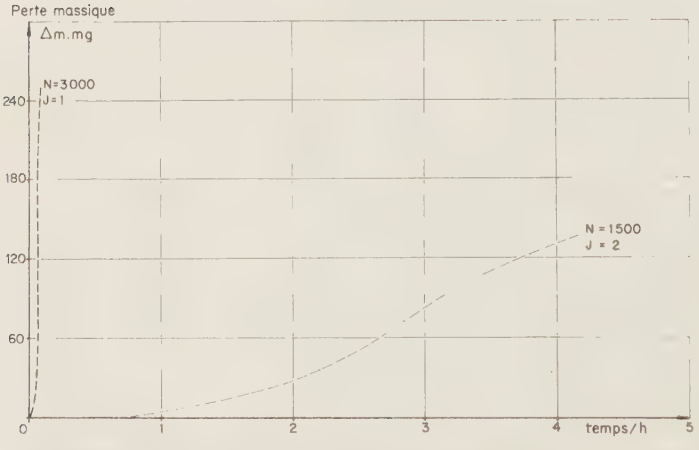


Figure 60 : Erosion de l'alliage plomb-antimoine pour différentes vitesses de rotation et une fréquence constante

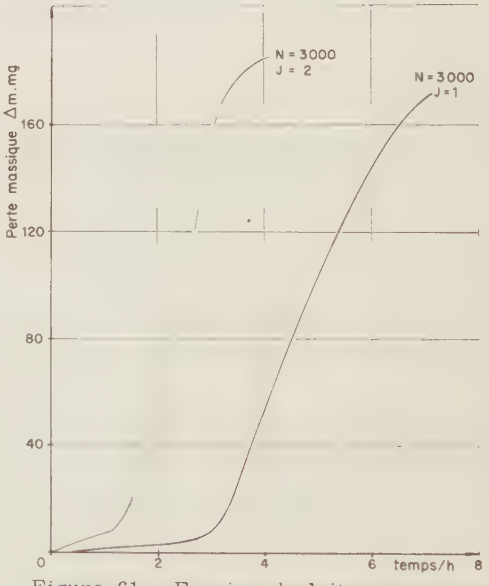


Figure 61 : Erosion du laiton pour une vitesse de rotation donnée et différentes fréquences de choc

Nous avons déjà établi la relation qu'il pouvait y avoir entre l'existence d'une période d'incubation et le phénomène de fatigue des matériaux. On le comprendra mieux en examinant la figure 62 qui rend compte d'un essai de fatigue.

On a appliqué successivement à une série d'éprouvettes identiques, des efforts périodiques jusqu'à rupture. Le taux maximal de contraintes est décroissant pour chaque éprouvette. Pour une valeur suffisamment basse des contraintes, l'éprouvette ne se rompt plus : on a atteint la limite de fatigue R_f. Quel que soit le métal essayé, la courbe se présente sous la forme de deux branches droites raccordées par un arc dans le système σ, Log n :

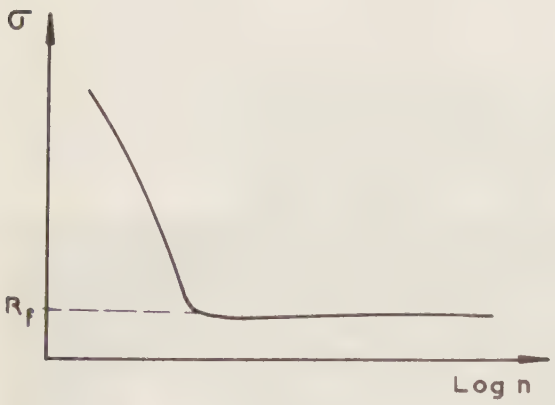


Figure 62 : Courbe de fatigue

σ = contrainte appliquée

n = nombre d'alternances

Ainsi, si l'on attribue le début de perte en poids à la rupture de certaines parties métalliques, on s'aperçoit que pour un taux de contrainte donné, l'usure ne peut se produire qu'à partir d'un certain nombre d'alternances ou de chocs n_o. On a vu par ailleurs que les contraintes sont directement liées à la vitesse de rotation N.

- Comment expliquer l'exception 1 ?

Il suffit de remarquer que les courbes de fatigue de deux matériaux différents sont distinctes. Si elles sont disposées comme sur la figure 63, le taux de contrainte étant σ_o, on voit que le métal (1) subira une usure immédiate, alors que le métal (2) ne sera détruit qu'au bout d'un nombre de chocs égal à n_{02}.

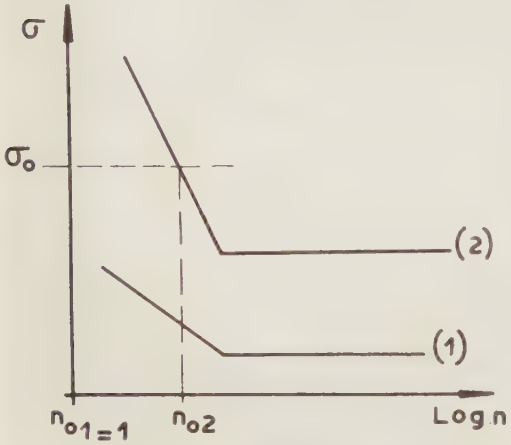


Figure 63 : Influence de la nature du matériau pour un même taux de contrainte

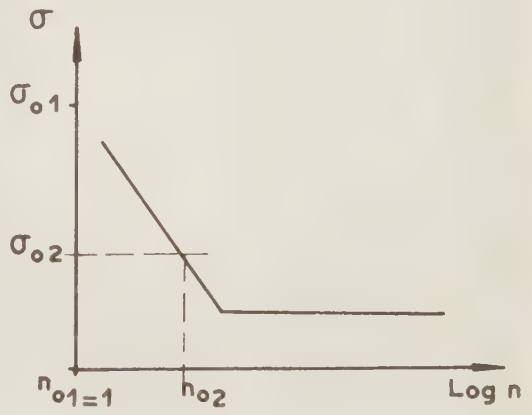


Figure 64 : Influence du taux de contrainte pour un matériau donné

- L'exception (2) peut s'expliquer en considérant la figure 64 qui représente la courbe de fatigue d'un certain métal. Si l'on applique deux taux de contrainte différents σ_{01} et σ_{02}, on voit que le premier peut entraîner une usure immédiate, alors que le second exige n_{02} chocs avant le début de la destruction.

- Quant à l'influence de la fréquence des chocs sur la période d'incubation, elle ne peut être expliquée tant que l'on ne l'a pas étudiée systématiquement. On verra par la suite que pour une vitesse donnée, c'est-à-dire un taux de contrainte déterminé, la durée de cette période peut varier fortement avec la fréquence des chocs (figure 64).

Il est difficile de dire, dès à présent, si cette fréquence agit directement sur le temps de compression ou de relâchement du liquide dans les porosités du métal et par suite sur les contraintes elles-mêmes. On peut également penser que la rapidité de choc joue un rôle dans la mesure où les déformations ne sont pas instantanées, ce qui pourrait créer une certaine irréversibilité de ces déformations tout en restant dans le domaine élastique.

On peut enfin examiner l'aspect du matériau durant cette première phase. Bien que l'on ne décèle pas de perte en poids, ce qui dépend d'ailleurs de la sensibilité de la balance utilisée, on constate dans tous les cas des déformations superficielles. L'aspect de ces déformations dépend lui-même du métal étudié. Pour les métaux les plus malléables, la surface est martelée et enfoncée en plusieurs endroits sans qu'il y ait pour cela rupture de la peau. C'est donc une déformation purement plastique (figure 65). Les métaux les plus durs présentent le même phénomène, mais beaucoup plus atténué.

Figure 65 : Aspect d'une éprouvette en aluminium : déformation plastique sans perte en poids

Figure 66 : Aspect d'une éprouvette en aluminium : érosion superficielle

b) Période de faible intensité d'érosion

On peut ensuite distinguer une seconde phase d'évolution de l'érosion pendant laquelle celle-ci croît régulièrement, mais toutefois plus lentement que dans la période suivante. La perte en poids, nulle au départ, atteint une certaine valeur E_1 constante en moyenne pour une éprouvette et un diamètre de jet donnés quelle que soit la vitesse ou la fréquence des chocs.

Durant cette période, la surface du métal prend un aspect granuleux ou piqueté, selon la dureté du matériau (figure 66).

On voit donc que la période considérée correspond à une attaque superficielle mais complète de la surface de l'éprouvette. Ceci explique que, quelles que soient les conditions d'usure, l'état final correspond à une même valeur de l'érosion E_1.

Pour simplifier, on pourra assez bien représenter l'évolution de l'érosion par un segment de droite $A_0 A_1$ (figure 68).

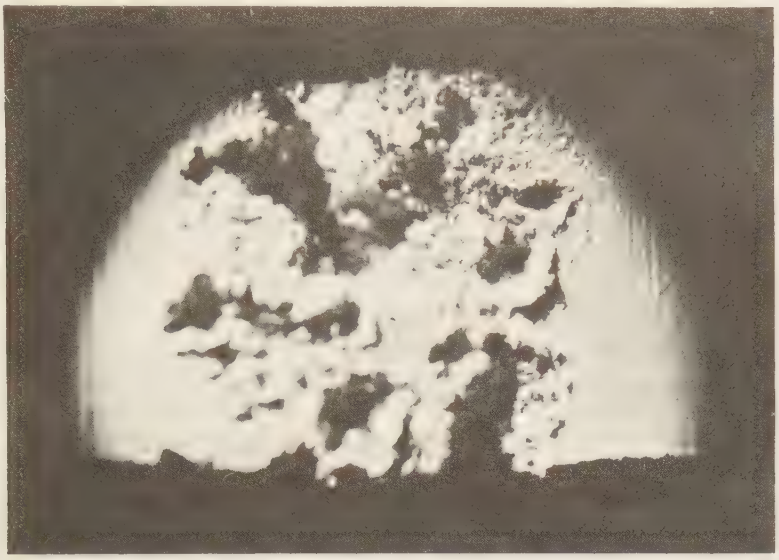


Figure 67 : Aspect d'une éprouvette en alliage Pb-Sb : formation de cratères profonds

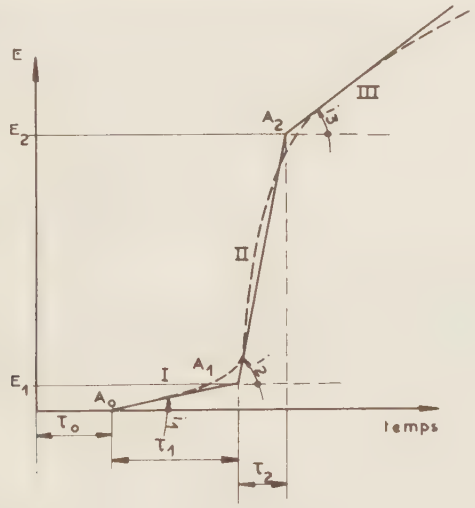


Figure 68 : Evolution schématique de l'érosion

Si nous appelons, comme nous l'avons déjà fait dans le chapitre II :

τ_0 la durée de la période d'incubation,

et τ_1 celle de la période de faible intensité,

l'érosion à un instant quelconque de cette période sera :

$$\begin{cases} E = i_1 (t - \tau_0) \\ \tau_0 \leqslant t \leqslant \tau_0 + \tau_1 \end{cases} \qquad (23\text{-}4)$$

- i_1 intensité moyenne d'érosion et l'on a :

$$i_1 = \frac{E_1}{\tau_1}$$

- E_1 peut être mesuré en unités de poids de masse ou de volume.

c) Période de forte intensité d'érosion

Dans une troisième phase, l'érosion croît rapidement avec une intensité i_2 constante et supérieure à i_1 (figure 68). On peut représenter l'évolution par le segment $A_1 A_2$.

L'érosion à un instant quelconque de cette période sera :

$$\begin{cases} E = i_2 \, [t - (\tau_0 + \tau_1)] + i_1 \, \tau_1 \\ \tau_0 + \tau_1 \leqslant t \leqslant \tau_0 + \tau_1 + \tau_2 \end{cases} \qquad (23\text{-}5)$$

τ_2 étant la durée de cette troisième période.

Dès le début de cette période, l'attaque commence à se propager en profondeur et l'on voit apparaître de nombreux cratères, plus ou moins profonds qui déchiquettent le matériau de façon irrégulière (figure 67). La progression rapide de l'érosion s'expliquerait donc par l'apparition de nombreuses infractuosités qui facilitent l'emprisonnement du liquide et la naissance de contraintes élevées.

d) Période de stabilisation

Dès que l'érosion atteint une certaine profondeur, son intensité diminue rapidement pour se stabiliser à une valeur i_3 inférieure à i_2, ce qui se traduit par la branche $A_2 A_3$ de la figure 68. Les essais d'érosion au tunnel hydrodynamique n'avaient pas été prolongés suffisamment pour observer cette phase de destruction.

L'érosion est alors :

$$\begin{cases} E = i_3 \, [t - (\tau_0 + \tau_1 + \tau_2)] + i_2 \, \tau_2 + i_1 \, \tau_1 \\ \tau_0 + \tau_1 + \tau_2 \leqslant \tau \end{cases} \qquad (23\text{-}6)$$

On peut expliquer cette diminution finale de l'intensité d'érosion en remarquant que les découpures profondes de l'éprouvette détruisent le jet et gênent sans doute sa pénétration en profondeur.

2/ Influence du taux et de la fréquence des contraintes

Si l'on modifie la vitesse de rotation du disque N tout en gardant constant le nombre de jets J, on fait alors varier deux paramètres :

- le taux des contraintes lié à N [formule (23-1) ou (23-3)] en tr/mn ;

- la fréquence de choc : $f = \frac{NJ}{60}$

Afin de dissocier ces deux grandeurs, on peut songer à modifier N en gardant le produit NJ constant. Le nombre de jets ne pouvant être qu'entier, la vitesse ne prendrait alors que certaines valeurs bien déterminées, en progression géométrique, qui sortiraient de la gamme admise par notre appareillage. Nous avons donc été amené à opérer de la façon suivante.

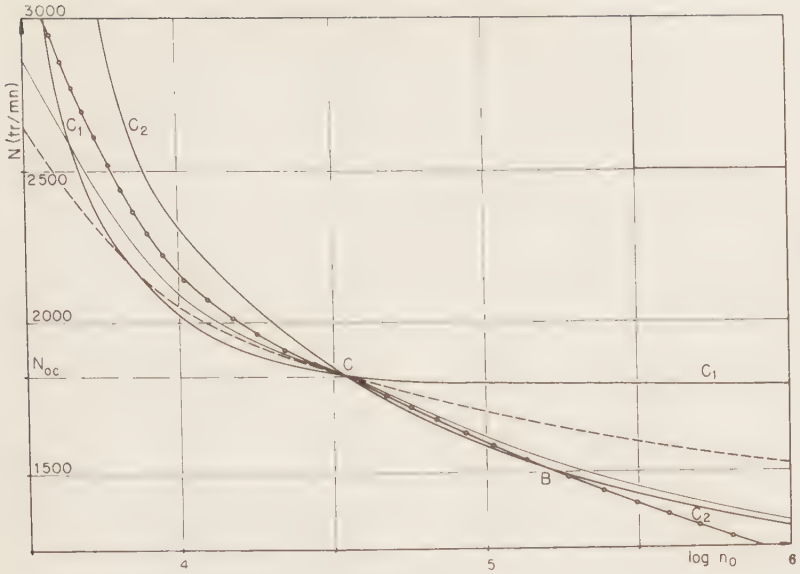


Figure 70a

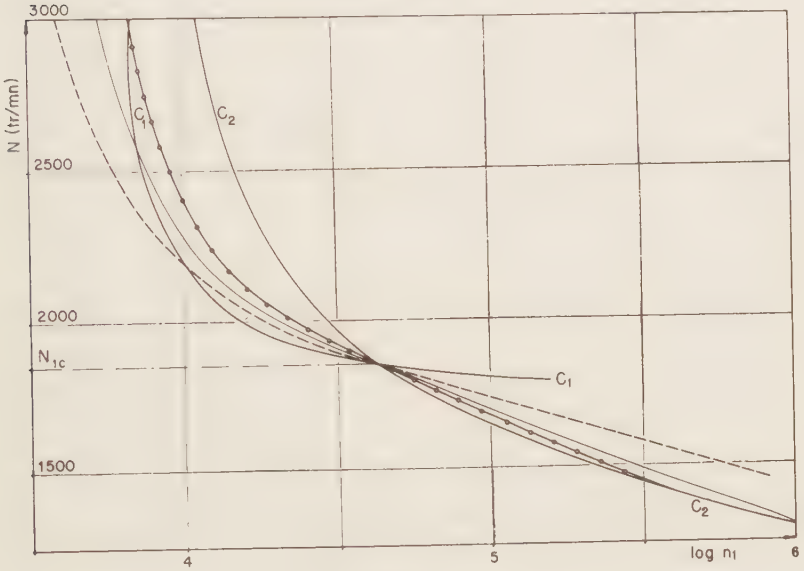


Figure 70b

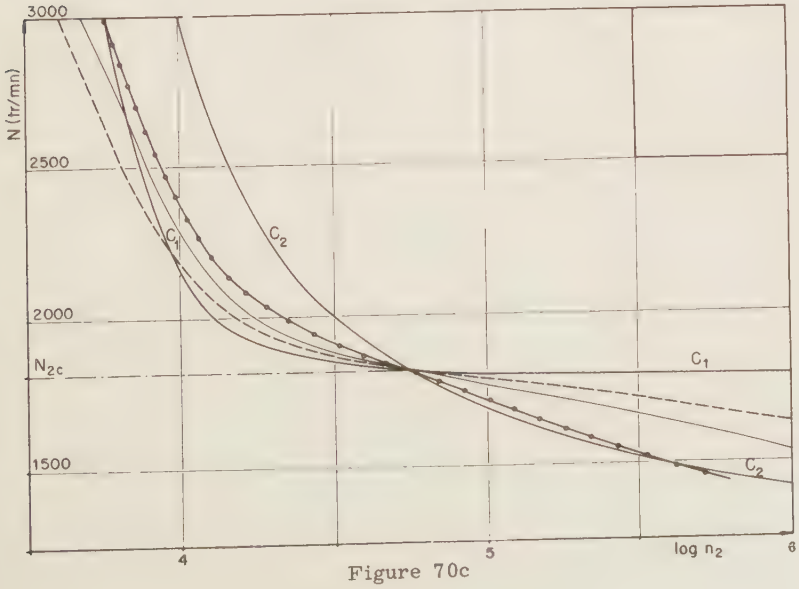


Figure 70c

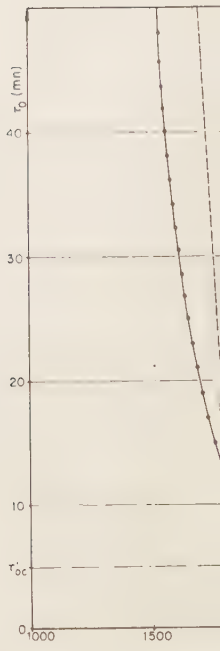


Figure 71a : Influen

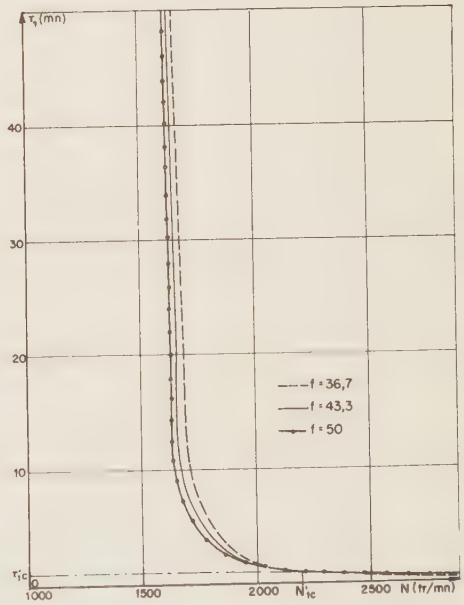
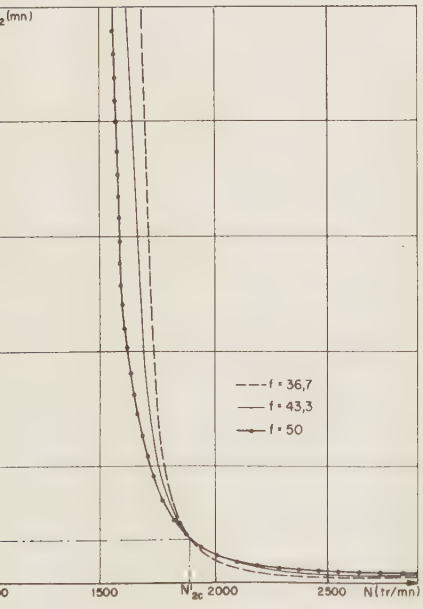


Figure 71b : Influence de la vitesse de rotation

itesse de rotation



gure 71c : Influence de la vitesse de otation

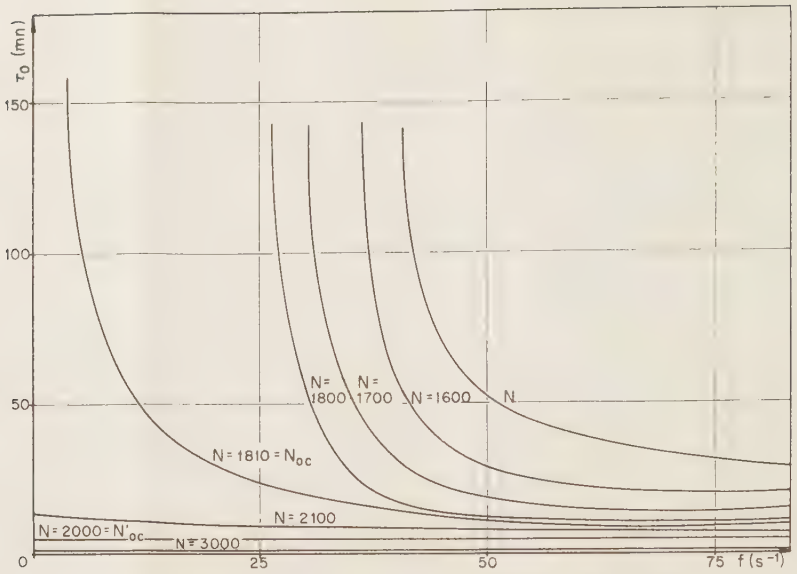


Figure 72a : Influence de la fréquence des chocs

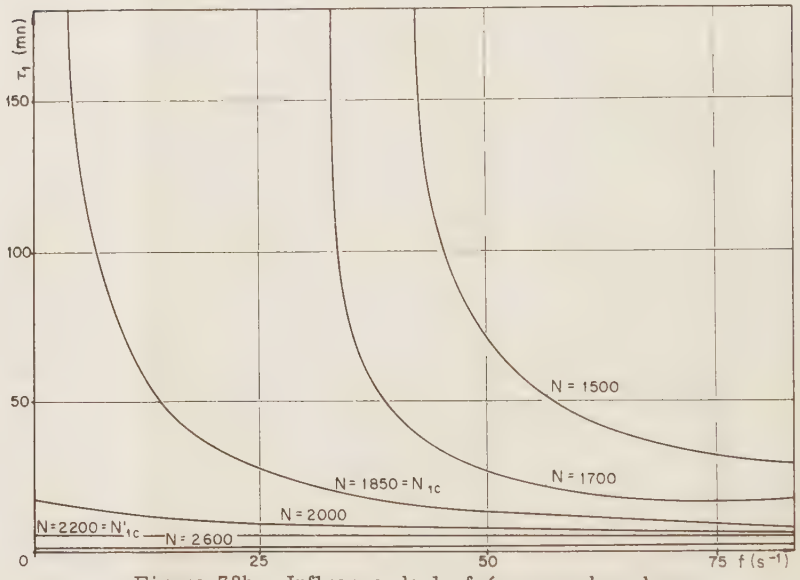


Figure 72b : Influence de la fréquence des chocs

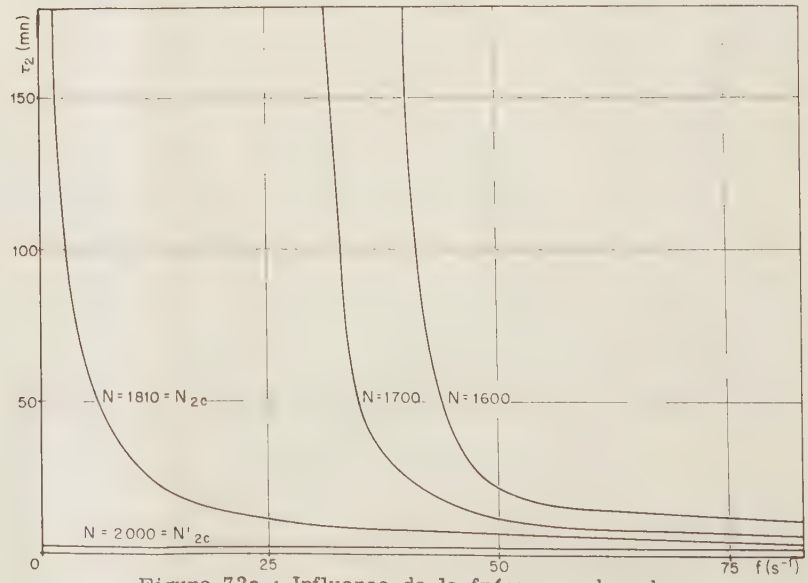


Figure 72c : Influence de la fréquence des chocs

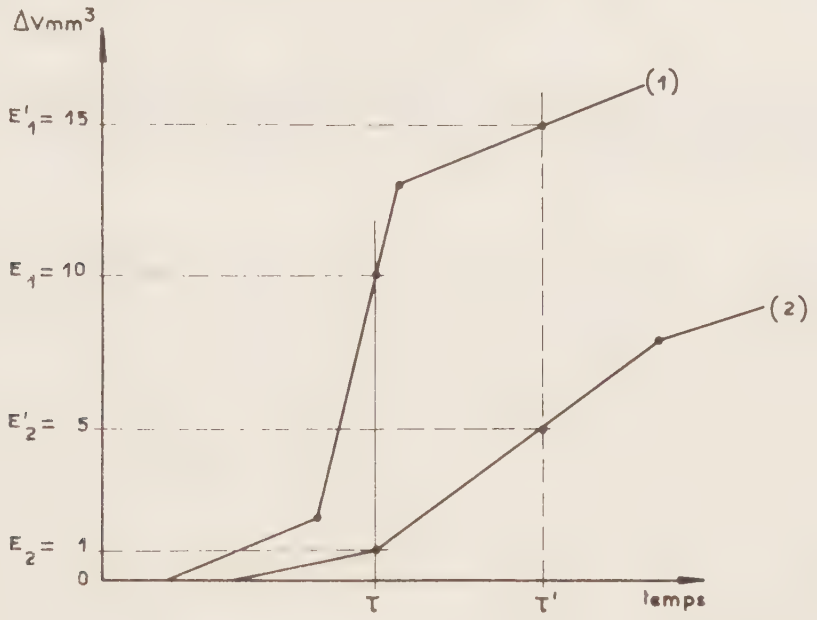


Figure 69 : Comparaison des résistances de deux matériaux

Nous avons établi les courbes d'évolution de l'érosion en fonction du temps pour des valeurs décroissantes de la vitesse, avec d'une part J = 1, d'autre part J = 2 ; ce qui permet de déterminer dans chaque cas les nombres caractérisant la durée de l'érosion : τ_0, τ_1, τ_2, i_1, i_2, i_3.

Les essais ont été effectués avec l'alliage plomb-antimoine. Pour chaque couple de valeurs (N, J), les nombres ci-dessus ont été obtenus en prenant la moyenne des valeurs relatives à un grand nombre d'éprouvettes, afin d'éliminer les erreurs provenant de défauts métallurgiques ou de mesures incorrectes.

Nous raisonnerons d'abord sur la période d'incubation τ_0, pour fixer les idées.

Faisant successivement J = 1 et J = 2, nous avons représenté sur la figure 71a, les courbes C_1 et C_2, qui traduisent la relation existant entre N et log n_o, n_o le nombre de chocs correspondant à la période d'incubation, c'est-à-dire le nombre de coups au bout desquels apparaît une perte en poids mesurable. On a :

$$n_o = f\,\tau_0 = \frac{NJ\tau_0}{60}$$

Le choix des coordonnées nous a été dicté par un rapprochement possible avec les courbes de fatigue (figure 62).

L'examen de la figure 70a entraîne les remarques suivantes :

- Pour des vitesses supérieures à une certaine vitesse critique, N_{0C}, le nombre de coups n_o nécessaires à l'obtention d'une perte en poids mesurable avec 2 jets est supérieure à celui obtenu avec 1 jet, la vitesse de rotation étant la même dans les deux cas. On peut donc écrire :

$$\text{Si } N > N_{oc}, \quad \frac{\partial n_o}{\partial f} > 0$$

A vitesse constante, le nombre de coups n_o augmente avec la fréquence.

- Pour des vitesses inférieures à N_{oc}, on observe le phénomène inverse :

$$\text{Si } N < N_{oc}, \quad \frac{\partial n_o}{\partial f} < 0$$

- Pour une certaine vitesse de rotation, $N = N_{oc}$ on trouve une même valeur de n_o quelle que soit la fréquence.

Nous pouvons alors tracer des courbes à fréquence constante $f = f_o$. Elles passent par :

- le point A situé sur la courbe (C_1) et correspondant à une vitesse $N_A = 60 f_o$
- le point B situé sur la courbe (C_2) et correspondant à une vitesse $N_B = \frac{60 f_o}{2}$
- le point C intersection des courbes C_1 et C_2.

a) Influence du taux des contraintes

Si l'on transpose ces courbes dans le plan de coordonnées (N, τ_0) à l'aide de la relation

$$n_o = f \tau_0$$

on obtient les courbes de la figure 71a, qui traduisent les variations de τ_0 en fonction de la vitesse (donc du taux des contraintes), à fréquence de chocs constante.

Ces courbes montrent que la durée de la période d'incubation augmente très vite lorsque la vitesse diminue en deçà de certaines valeurs. Au contraire, lorsque la vitesse augmente, τ_0 peut s'annuler en un point que les mesures directes n'ont pas permis d'obtenir. Ces courbes devraient couper l'axe des abscisses pour une vitesse correspondant à la limite de rupture, conformément à la théorie de la fatigue des matériaux. Les différentes courbes étant très voisines les unes des autres dans cette région, la fréquence influence donc peu cette limite de rupture.

Il faut remarquer enfin que les différentes courbes semblent passer par un même point correspondant à une vitesse $N'_{oc} \neq N_{oc}$ et une durée $\tau_0 = \tau'_{oc}$, ce qui peut se traduire par les relations suivantes :

$$N < N'_{oc} \Longleftrightarrow \frac{\partial \tau_o}{\partial f} < 0$$

$$N > N'_{oc} \Longleftrightarrow \frac{\partial \tau_o}{\partial f} > 0 \qquad (23\text{-}7)$$

b) Influence de la fréquence des contraintes

Si l'on transpose ces mêmes courbes dans le plan de coordonnées (f_1, τ_o) on obtient les courbes de la figure 72a qui montrent l'influence de la fréquence sur la période d'incubation, à vitesse constante.

On voit que pour $N < N'_{oc}$, la durée de la période d'incubation peut tendre vers l'infini pour une fréquence assez basse et devient au contraire très faible lorsque la fréquence

croît suffisamment. Pour $N > N'_{oc}$, la valeur de τ_o reste finie et pratiquement constante quelle que soit la fréquence.

Un raisonnement semblable peut être tenu en ce qui concerne la période τ_1, comme le montrent les figures 70b, 71b, et 72b. Nous avons également fait les mêmes calculs pour la période τ_2 correspondant à une perte en poids arbitraire : $\Delta p = 50$ mg (figures 70c, 71c et 72c).

c) Synthèse

L'étude des courbes précédemment décrites, permet d'exprimer l'influence de la vitesse de rotation et de la fréquence des chocs sur la période d'incubation à l'aide d'une relation de la forme :

$$\tau_o = \frac{A_o(N - N'_{oc})}{(N - N'_{oc})\, f - f_o(N - N_{oc})} + \tau'_{oc} \qquad (23\text{-}8)$$

où A_o est une constante positive sans dimension

f_o est une constante positive exprimée en s^{-1}.

On a de même :

$$\tau_1 = \frac{A_1(N - N'_{1c})}{(N - N'_{1c})\, f - f_1(N - N_{1c})} + \tau'_{2c} \qquad (23\text{-}9)$$

$$\tau_2 = \frac{A_2(N - N'_{2c})}{(N - N'_{2c})\, f - f_2(N - N_{2c})} + \tau'_{2c} \qquad (23\text{-}10)$$

Si l'on se reporte alors à la formule (23-5) donnant la perte en poids à un moment quelconque de la période de forte intensité d'érosion, on peut remplacer τ_0 et τ_1 par les valeurs trouvées ci-dessus.

On aura de plus :

$$i_1 = \frac{E_1}{\tau_1}$$

et

$$i_2 = \frac{M}{2}$$

M étant la perte massique arbitraire choisie pour la détermination de τ_2.

Il est alors aisé de caractériser l'influence des trois paramètres (temps, vitesse, fréquence) par la relation suivante :

$$E = \frac{M\,[(N - N'_{2c})\, f - f_2\,(N - N_{2c})]}{A_2\,(N - N'_{2c}) + \tau'_{2c}\,[(N - N'_{2c}) f - f_2(N - N_{2c})]}$$

$$\left[t - (\tau'_{oc} + \tau'_{1c}) - \frac{A_o\,(N - N'_{oc})}{(N - N'_{oc})\, f - f_o\,(N - N_{oc})} - \frac{A_2\,(N - N'_{1c})}{(N - N'_{1c})\, f - f_1\,(N - N_{1c})} \right] + E_1 \qquad (23\text{-}11)$$

relation dans laquelle N est une fonction implicite de σ (formules 23-1 ou 23-3).

Ce qui permet d'écrire :

$$\boxed{E = f\,(t,\ \sigma,\ f)} \qquad (23\text{-}12)$$

3/ Influence des propriétés physiques du liquide

Nous avons, jusqu'à présent, fait varier les contraintes de choc par modification de la vitesse de rotation du disque.

Les formules (23-1) et (23-3) montrent que ces contraintes peuvent dépendre également des propriétés physiques du liquide (densité, tension superficielle). Les expériences de Poulter [28] ainsi que celles de Vater [34] ont permis de déceler en outre une certaine influence de la viscosité.

Figure 73 : Relation viscosité-température pour l'huile Houghton Safe 620

Ces auteurs ont en effet remarqué une diminution de l'érosion allant de pair avec l'emploi de liquides plus visqueux que l'eau. Mais la faiblesse d'une telle constatation vient de ce qu'en employant un nouveau liquide, on changeait toutes les propriétés à la fois, notamment la densité qui joue un rôle primordial.

La nature chimique du liquide peut également modifier la limite de fatigue du matériau. Aussi, avons-nous entrepris deux sortes d'expériences, afin de mettre plus clairement en évidence le rôle possible de la viscosité.

a) Emploi d'une huile fluide. (Houghton Safe 620)

Nous avons utilisé une huile fluide de densité 1. Les variations de sa viscosité avec la température sont représentées sur la figure 73. Ce liquide présentait en outre l'avantage d'être non corrosif et parfaitement soluble dans l'eau.

Notre but consistant à faire varier sa viscosité, nous avions deux solutions : changer sa température ou bien le mélanger à de l'eau en proportions variables.

1 - Essais par élévation de température

Les essais ont été effectués avec 2 jets, pour une vitesse de rotation de 3 000 tr/mn. L'évolution de l'érosion dans le temps à diverses températures est représentée sur la figure 74. La figure 75 traduit les variations de τ_0, τ_1 et τ_2 en fonction de la viscosité.

On constate les faits suivants :

- La durée de la période d'incubation est pratiquement constante. On comprend que, les porosités étant peu développées à ce stade, la viscosité intervienne de façon minime.

- Les durées τ_1 et τ_2 augmentent très sensiblement avec la viscosité. On peut également constater que pour des viscosités assez faibles, on retrouve des valeurs de τ_1 et τ_2 comparables à celles obtenues avec l'eau.

Cette dernière remarque nous permet de penser que les propriétés physico-chimiques de l'huile autres que sa viscosité n'ont pas pris part aux différences d'érosion observées.

Figure 74 : Courbes d'érosion pour différentes températures

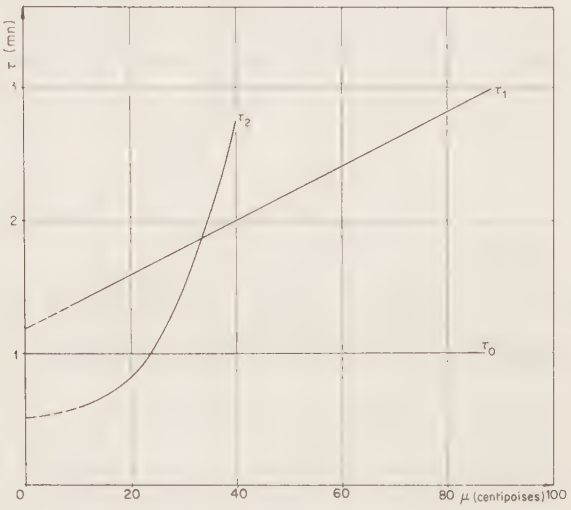


Figure 75 : Variation des temps d'érosion avec la viscosité

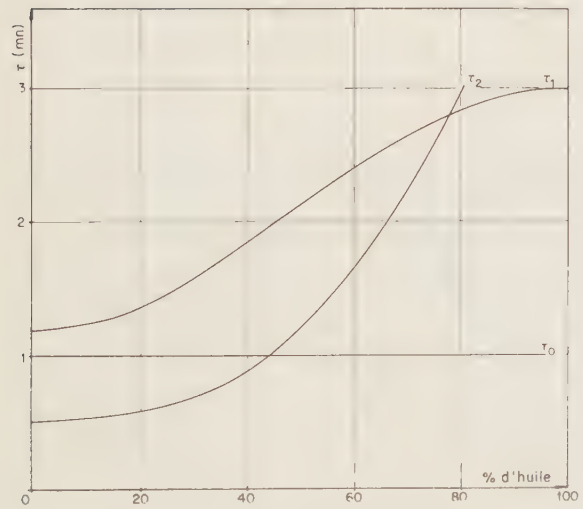


Figure 76 : Variation des temps d'érosion avec le pourcentage d'huile

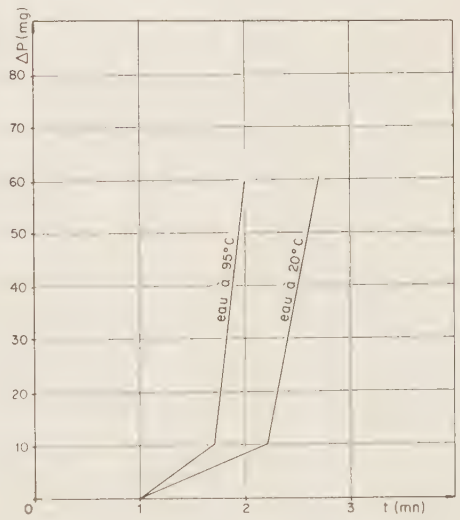


Figure 77 : Influence de la température de l'eau
N = 3 000 tr/mn
J = 2
Alliage Pb-Sb

2 - Essais par mixtion

Nous avons voulu nous assurer de la valadité des résultats précédents en faisant varier la viscosité du liquide par addition de quantités croissantes d'eau. Nous devions ainsi obtenir une évolution semblable sans intervention de la température.

Le réglage de l'appareil étant identique au précédent, nous avons pu observer les variations de τ_0, τ_1 et τ_2 représentées sur la figure 76.

- La période d'incubation reste inchangée

- Les périodes τ_1 et τ_2 croissent avec le pourcentage d'huile, c'est-à-dire la viscosité du mélange.

b) Influence de la température de l'eau

L'eau étant le liquide le plus couramment utilisé, nous avons voulu étudier les effets d'une élévation de sa température, celle-ci devant entraîner une variation parallèle de la viscosité.

Les résultats portés sur la figure 77 pour l'alliage Pb-Sb font apparaître une différence notable entre les résultats obtenus avec de l'eau chaude et de l'eau froide. Une variation aussi importante des temps d'érosion s'explique assez mal par le biais de la viscosité, (1,03 centipoise à 20°C ; 0,28 centipoise à 100°C).

Nous avons alors pensé qu'un tel effet pouvait être dû, soit au ramollissement du métal de l'éprouvette avec la température, soit à un phénomène de dégazage de l'eau à la sortie du jet.

La dernière hypothèse est d'autant moins sûre que l'on a veillé à employer dans les deux cas une eau bien désaérée.

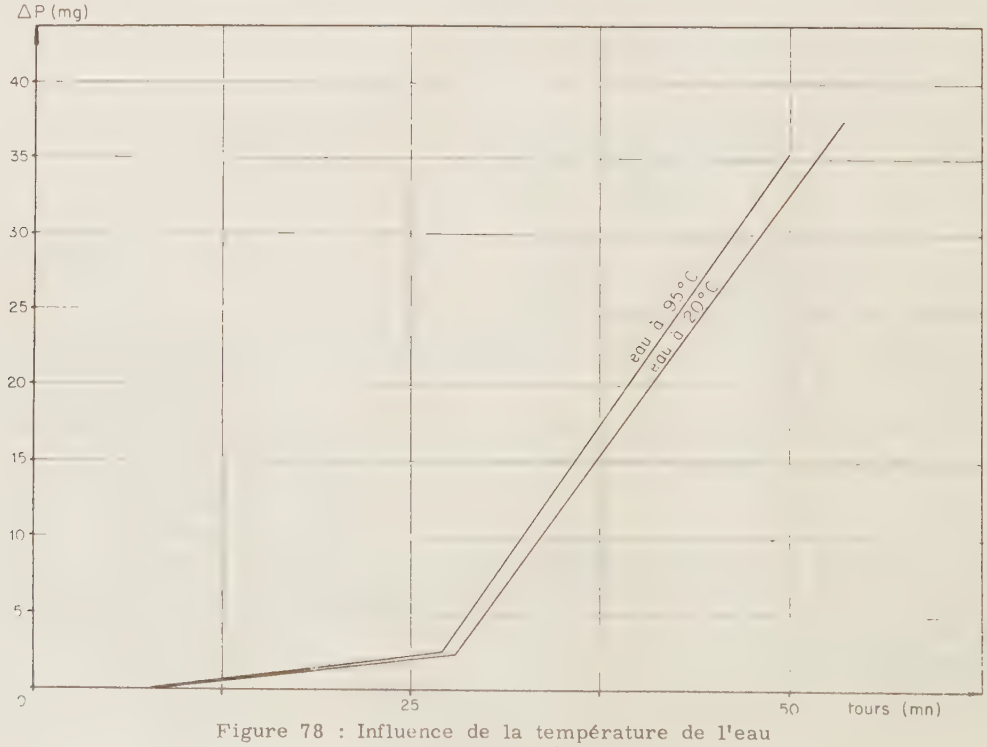


Figure 78 : Influence de la température de l'eau
N = 3 000 tr/mn
J = 2
Duralumin

Nous avons alors entrepris les mêmes comparaisons avec des éprouvettes en duralumin. Les résultats portés sur la figure 78 laissent apparaître dans ce cas une très faible augmentation de l'érosion avec la température.

Il semble donc que la température ne devrait pas jouer un rôle très important sur l'érosion des métaux usuels.

C - DISCUSSION DES RÉSULTATS

1/ Influence du temps d'érosion

L'examen de l'influence du temps sur l'évolution de l'érosion nous a permis de relier la période d'incubation au phénomène de fatigue et de déceler l'influence des porosités dans les variations d'intensité de l'érosion. Nous pouvons également en tirer certaines remarques quant à l'exploitation des résultats d'expériences.

Les expériences d'érosion en laboratoire ont souvent été employées pour comparer la résistance de divers matériaux.

Il y a alors deux façons d'opérer : ou bien on compare les temps nécessaires à l'obtention d'une même perte volumique, ou bien on confronte les érosions observées au bout d'un temps déterminé. C'est en général la deuxième solution que l'on retient [37] [38]. Il faut alors éviter de donner aux résultats un sens qu'ils n'ont pas.

Envisageons par exemple de comparer deux métaux dont l'évolution de l'érosion en fonction du temps serait représentée respectivement par les courbes 1 et 2 de la figure 69. On voit très bien que les quatre périodes distinguées plus haut ne coïncident pas et, qu'en conséquence, le rapport des érosions observées au bout d'un temps donné dépend du choix de ce temps. On lit par exemple sur la figure 69 :

$$\frac{E_1}{E_2} = 10 \neq \frac{E'_1}{E'_2} = 3$$

On a donc une vue complètement différente des choses suivant l'intervalle de temps τ ou τ' retenu.

2/ Influence de l'intensité et de la fréquence des chocs

a) Comparaison avec la vitesse d'écoulement

Nous avons vu que les temps τ_i d'érosion, correspondant aux différentes périodes considérées, peuvent se mettre sous la forme :

$$\tau_i - \tau'_{i_c} = \frac{A_i (N - N'_{i_c})}{(N - N'_{i_c}) f - f_i (N - N_{i_c})} \qquad (23\text{-}13)$$

ou encore :

$$\tau_i - \tau'_{i_c} = A_i (f - f_m)^{-1} \qquad (23\text{-}14)$$

où f_m est la fréquence minimale en-dessous de laquelle il n'y a plus d'érosion, le délai τ_i devenant infini.

Or, nous avions trouvé, dans l'étude de l'érosion au tunnel hydrodynamique, une relation de la forme (22-3)

$$\tau_i = a_i (V - V_m)^{-\alpha_i} \quad \text{avec} \quad \alpha_i \neq 1.$$

La comparaison des formules (22-3) et (23-14) laisse penser que l'influence de la vitesse d'écoulement et de la fréquence des chocs s'exerce de façon semblable dans les deux cas. Il est logique de penser que dans un écoulement, la fréquence des impacts est proportionnelle au nombre de bulles arrivant par unité de temps dans la zone d'érosion, donc sensiblement à la vitesse V, soit :

$$f = k\ V. \tag{23-15}$$

Cette relation permettrait donc d'expliquer l'influence importante de la vitesse sur l'érosion par son effet direct sur la fréquence des impacts. Aucune explication de ce phénomène ne pouvait apparaître tant que l'on pensait que l'érosion était simplement proportionnelle au nombre d'impacts. Aussi les différents expérimentateurs se trouvèrent-ils devant une énigme que nous pensons avoir partiellement résolue.

Nous devons cependant remarquer que notre comparaison se rapporte à un type de cavitation déterminée. Il est fort possible que, dans d'autres figures de cavitation, la vitesse joue un rôle supplémentaire. Nous avions en effet constaté à la fin de la première partie que la vitesse détermine en outre la taille maximale des bulles, ce qui pourrait avoir une incidence sur l'énergie finale.

b) Notion de jet équivalent

Nous allons pousser plus loin la comparaison entre l'érosion par choc direct et l'érosion par cavitation en considérant les résultats obtenus au tunnel hydrodynamique et dans un jet. Pour cela, nous ramènerons les érosions à l'unité de surface d'un même métal, en l'occurence l'alliage Pb-Sb. Soit e cette érosion surfacique.

A un instant donné, l'unité de surface de l'éprouvette soumise à la cavitation se trouve martelée par plusieurs chocs dus à l'écrasement des bulles accolées à cette surface. Les chocs successifs en un point donné sont provoqués par une vitesse locale d'impact moyenne V_o et se reproduisent à une fréquence moyenne f_o. On peut supposer que ces moyennes, calculées sur un temps suffisant, sont les mêmes en tous les points.

On peut donc considérer la surface comme étant globalement soumise à des chocs répétés caractérisés par une vitesse d'impact V_o et une fréquence f_o. Dans ces conditions, l'érosion observée au tunnel hydrodynamique devrait suivre les lois trouvées au chapitre III en fonction de f_o et V_o. Le problème revient ainsi à déterminer pour un écoulement la vitesse d'impact V_o et la fréquence f_o moyennes. Ces deux grandeurs caractérisent de façon unique le potentiel destructif de cet écoulement, puisque l'érosion dépend du taux moyen des contraintes σ_o et de leur fréquence f_o. Or σ_o est fonction de V_o par l'intermédiaire d'une relation bi-univoque de la forme (23-1) ou (23-3).

La figure 79 représente l'évolution de l'érosion surfacique e obtenue au tunnel hydrodynamique, sur l'alliage Pb-Sb, pour une vitesse V = 38 m/s, et des pressions P = 35 cm Hg d'une part et P = 52,5 cm Hg d'autre part. Il est aisé de relever sur ces courbes les valeurs de τ_o, τ_1, τ_2. Les figures 72a, 72b et 72c fournissent pour une valeur constante τ_i un ensemble de couples (f, N) possibles ou encore un ensemble de couples (f, V) en posant :

$$V = \frac{\pi D N}{60}$$

où D est le diamètre du disque.

Nous avons reporté sur la figure 80 les courbes représentatives des fonctions τ_i (f, V) = Cte en donnant successivement à τ_i les valeurs trouvées sur la figure 79.

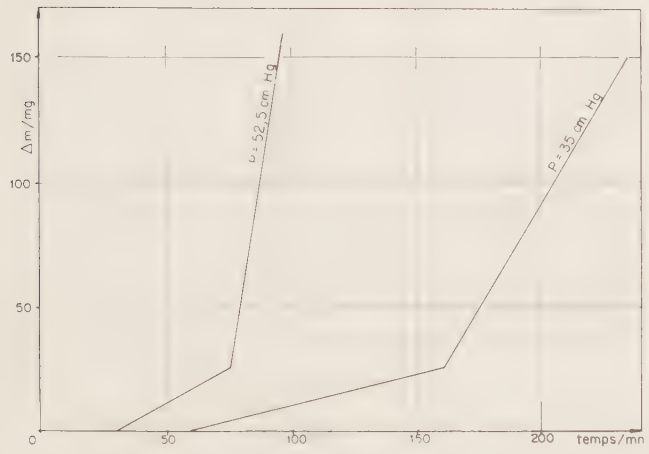


Figure 79 : Erosion de l'alliage Pb-Sb au tunnel hydrodynamique
V_o = 38 m/s

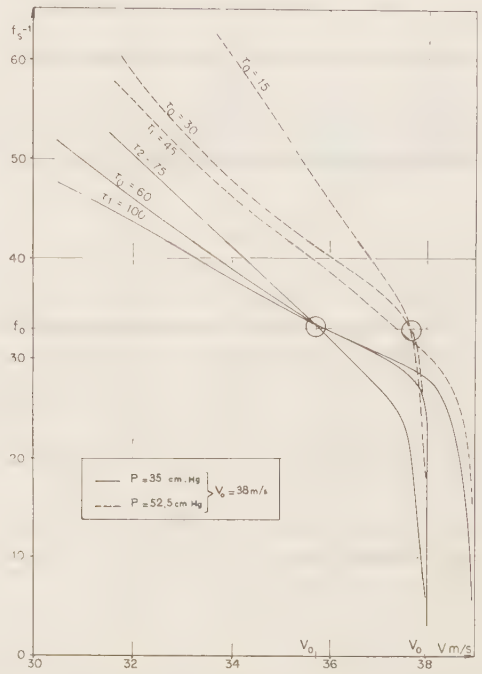


Figure 80 : Vitesse et fréquence du jet équivalent
—— P = 35 cm Hg
–·– P = 52,5 cm Hg V_o = 38 m/s

Si les courbes relatives à τ_1, τ_2, τ_3 se coupent en un même point, ce point détermine les valeurs f_o et V_o qui caractérisent l'érosion au tunnel hydrodynamique. Nous précisons à nouveau que f_o et V_o représentent la fréquence et la vitesse du jet équivalent qui produirait la même érosion que celle observée au tunnel, ou encore, la fréquence et la vitesse moyennes des jets minuscules créés par les bulles de cavitation en un point.

La figure 80 montre que dans les deux écoulements considérés, la fréquence f_o reste voisine de 33 s^{-1}. Or la vitesse a gardé une valeur constante de 38 m/s. Ce fait confirmerait donc bien la relation étroite que nous avons trouvée entre la vitesse d'écoulement et la fréquence des impacts.

En contrepartie, la vitesse d'impact V_o passe d'environ 35,75 m/s à 37,75 m/s lorsque la pression P dans la zone d'écrasement augmente de 35 cm Hg à 52,5 cm Hg. Ce fait se traduit par une intensité d'érosion supérieure. Nous allons déduire de ces valeurs moyennes f_o et V_o un comportement moyen des bulles de cavitation.

c) Ecrasement des bulles

Supposons toujours le mécanisme de l'érosion conforme au schéma de la figure 30 et écrivons que la vitesse du jet engendré par l'écrasement asymétrique d'une bulle contre une paroi est égale à la vitesse de la paroi au moment de la formation du jet. La bulle possède à cet instant un rayon moyen R. Nous pouvons calculer alors approximativement la vitesse de la paroi d'une bulle de vapeur d'après la formule (12-14) en négligeant la tension superficielle :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2\,(P - P_v)}{3\rho}\left(\frac{1}{x^3} - 1\right) \qquad (23\text{-}16)$$

avec

$$x = \frac{R}{R_o}$$

R_o : rayon maximal.

En posant :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = V_o^2$$

il vient :

$$x = \left[\frac{2\,(P - P_v)}{3\rho\, V_o^2 + 2\,(P - P_v)}\right]^{1/3} \qquad (23\text{-}17)$$

En posant : $P = 35$ cm Hg et $V_o = 35{,}75$ m/s d'une part,

et $P = 52{,}5$ cm Hg et $V_o = 37{,}75$ m/s d'autre part,

nous trouvons respectivement $x = 0{,}29$ et $x = 0{,}31$, soit en moyenne : $x = 0{,}3$.

Ce résultat ne fournit évidemment qu'un ordre de grandeur, étant donné d'une part l'incertitude sur les valeurs de V_o, et d'autre part l'approximation faite en calculant d'après la théorie sphérique des bulles. On constate cependant que cette valeur de x est en parfait accord avec les calculs de Naude et Ellis et les observations photographiques qui montrent que les bulles s'écrasent effectivement contre une paroi pour des degrés de contraction R/R_o relativement élevés.

d) Etude de la résistance des matériaux

Nous avons déjà parlé de l'utilisation des différentes installations de cavitation dans l'étude de la résistance relative de divers matériaux. Nous savons qu'un mode de cavitation donné peut créer des érosions plus ou moins rapides selon le mécanisme de la destruction. En fait, chaque type de cavitation possède un certain potentiel destructif intrinsèque qui dépend uniquement des caractéristiques de l'installation et que l'on pourrait définir par un couple de valeur (σ_o, f_o) ou (V_o, f_o).

Ainsi un même matériau testé dans deux installations différentes présentera une érosion :

$$e_1 = f\,(\sigma_o, f_o, t) \text{ dans un cas}$$

$$\text{et } e'_1 = f\,(\sigma'_o, f'_o, t) \text{ dans l'autre cas.}$$

Un autre matériau présentera pareillement des érosions e_2 et e'_2 dans chaque installation, et on aura en général :

$$\frac{e_1}{e_2} \neq \frac{e'_2}{e'_2}$$

C'est-à-dire que l'on obtient un classement différent de la résistance relative des matériaux à l'érosion de cavitation selon le type de cavitation employé. Il est donc impossible d'établir un classement comparatif présentant un caractère absolu.

3/ Influence des propriétés physiques du liquide

a) Rôle des porosités

Les essais d'érosion avec différentes viscosités du liquide montrent que celles-ci influencent très sensiblement les contraintes finales. Nous retrouvons là un fait qui peut expliquer le rôle joué par les porosités du métal, le liquide y pénétrant d'autant plus facilement qu'il est moins visqueux.

On constate en effet que τ_0 ne varie pas avec la viscosité. Celle-ci n'affecte donc pas l'érosion tant que la surface de l'éprouvette reste à peu près polie. La viscosité modifie au contraire τ_1 et encore plus fortement τ_2, c'est-à-dire les périodes d'érosion qui font apparaître un grand nombre d'infractuosités dans la surface.

b) Rôle de la température

La concordance des essais effectués à viscosité égale avec de l'eau froide ou de l'eau chaude semble indiquer que la température affecte peu l'érosion. Les essais menés avec de l'eau à différentes températures donnent la même indication. On peut donc penser que le mécanisme de l'érosion est imputable au choc direct du jet plutôt qu'à de la cavitation qui serait certainement bien plus influencée par la température, ainsi que l'ont montré divers auteurs.

CONCLUSION PARTIELLE

L'étude de l'érosion par choc direct, bien qu'apparamment différente de celle de la cavitation, nous a conduit à plusieurs résultats, les uns venant étayer des principes plus ou moins admis, les autres apportant des explications ou tout au moins des vues nouvelles du phénomène de l'érosion.

Tout d'abord, en ce qui concerne le mécanisme même de la destruction des matériaux, nous avons été amené à établir une certaine identité entre l'érosion par choc direct et l'érosion par cavitation en proposant le concept de "jet équivalent". C'est-à-dire que nous avons vérifié qu'il était possible, au moins dans un type particulier de cavitation, d'étendre les résultats relatifs au jet à ceux obtenus par cavitation proprement dite.

Ainsi, avons-nous présenté des faits qui semblent indiquer que l'apparition de l'érosion est assimilable à un phénomène de fatigue et que son évolution générale dépend dans une large mesure de l'état de surface des éprouvettes. Cette dernière remarque laisse penser que la pénétration du liquide dans les porosités métalliques joue un rôle essentiel.

Nous avons également mis en évidence le rôle séparé de la vitesse d'impact des jets créés par les bulles de cavitation et de leur fréquence. Ce dernier point nous a alors permis d'apporter une explication jusqu'à présent inexistante, de l'influence de la vitesse d'écoulement sur l'érosion de cavitation. Il apparaît en effet que celle-ci détermine directement la fréquence d'impact des bulles.

Enfin, le comportement général des matériaux nous a montré qu'il n'existe aucun moyen absolu de comparer leur résistance à l'érosion, celle-ci dépendant des caractéristiques mêmes du milieu cavitant par une relation $e = f(\sigma_0, f_0, t)$ ou $e = f(V_0, f_0, t)$.

Il apparaît également que le potentiel destructif d'une installation ne saurait être défini avec précision par un nombre unique comme l'a proposé Thiruvengadam [39], [40], mais par un couple de valeurs (σ_0, f_0) ou (V_0, f_0).

CONCLUSION DE LA SECONDE PARTIE

Nous avons passé en revue les différents procédés permettant de créer de l'érosion afin de faire un choix parmi les méthodes expérimentales existantes. Nous avons alors montré que ces méthodes mettaient en jeu des mécanismes de destruction différents et que chacune d'elles ne pouvait s'employer qu'en vue d'une étude déterminée.

Ainsi, avons-nous choisi d'étudier l'érosion créée par un écoulement cavitant au tunnel hydrodynamique de l'E.N.A.M. Nous avons d'autre part repris les expériences d'érosion dans un jet afin d'éclairer le mécanisme même du choc hydraulique, celui-ci nous semblant être à l'origine de l'érosion de cavitation.

Les expériences menées au tunnel hydrodynamique nous ont permis d'établir de façon empirique l'influence de la vitesse et de la pression sur l'érosion dans un type d'écoulement déterminé. Les résultats obtenus nous ont montré l'intérêt de dissocier ces grandeurs et de ne plus faire appel à un paramètre global tel que le nombre de cavitation σ. La vitesse et la pression jouent d'ailleurs des rôles distincts que nous avions abordés par la théorie. Nous pensons donc que seule la connaissance de ces rôles respectifs permettra d'éclairer le mécanisme de l'érosion.

C'est ainsi que nous avons pu, à la suite de l'étude de l'érosion par choc direct, établir un parallèle entre la vitesse d'écoulement et la fréquence des impacts. Les essais effectués dans un jet nous ont également permis de schématiser l'action de la cavitation sous forme d'un "jet équivalent" et de mettre en évidence les paramètres de base de la destruction : intensité et fréquence des chocs.

Nous avons enfin indiqué tout au long de cette partie, le rôle du phénomène de fatigue dans le début de la destruction, ainsi que l'importance de l'état de surface et de la pénétration possible du liquide dans les infractuosités métalliques.

Nous allons à présent faire le bilan des résultats acquis, d'une part en précisant les vues actuelles sur le mécanisme de l'érosion et, d'autre part, en proposant une méthode prévisionnelle applicable aux turbomachines.

BIBLIOGRAPHIE DE LA SECONDE PARTIE

[1] ROBERTSON - Water Tunnels for Hydraulic Investigation. *Trans. A.S.M.E.*, 78, 1, 95-100, 1958.

[2] DAILY (J.W.) - The Water Tunnel as a Tool in Hydraulic Design. Proceedings of the Third Hydraulics Conference, Univ. of Iowa, Studies in Engineering, Bul. n° 31, 1947.

[3] RIPKEN (J.F.) - *Design Studies for a Closed-Jet Water Tunnel*. Univ. of Minnesota, St. Anthony Falls Hydr. Lab., Techn. Pap. n° 9, Séries B, August 1954.

[4] SAUNDERS (M.E.) - The Variable Pressure Water Tunnel of the U.S. Experimental Model Basin. *Trans. of the Society of Naval Architects and Marine Engineers.* (S.N.A. M.E.), Vol. 38, p. 205-217, 1930.

[5] MUMMA (A.G.) - The Variable Pressure Water Tunnel at the David Taylor Model Basin *Trans. S.N.A.M.E.*, Vol. 49, 1941.

[6] ROSS (D.), ROBERTSON (J.M.) et POWER (R.B.) - Hydrodynamic Design of the 48. Inch Water Tunnel at the Pennsylvania State College. *Trans. S.N.A.M.E.*, Vol. 56, p. 5-29, 1948.

[7] BROWN (F.B.) - *Air Resorption in Water Tunnels*. Hydrodynamics Laboratory. California Institute of Technology, Report n° 62, march 1949.

[8] SCHMIDT DI FRIEDBERG - La cavitation dans les machines hydrauliques. *L'Energia Elettrica*, n° 6, p. 344-367, 1949.

[9] RASMUSSEN - *Some Experiments on Cavitation Erosion in Water Mixed with Air*. Symposium, National Physical Labor. London, 1956, 20.

[10] SHALNEV (K.K.) - Experimental Study of the Intensity of Erosion due to Cavitation Proc. Symposium, Nat. Phys. Lab., London, 1956.

[11] GOVINDA RAO (N.S.) et THIRUVENGADAM (A.) - Prediction of Cavitation Damage. Proc. A.S.C.E., *Journal of the Hydraulics Division*, Vol. 87, n° HY 5, sept. 1961.

[12] KNAPP (R.T.) - *Further Studies of the Mechanics an Damage Potential of Fixed Type Cavities*. Symposium Nat. Phys. Labor., London, 1956, 19.

[13] ELLIS (A.T.) - Production of Accelerated Cavitation Damage by an Acoustic Fied in a Cylindrical Cavity. *J. Acoustic Soc. Am.*, 27, 5, p. 913-921, 1955.

[14] PLESSET (M.S.) et ELLIS (A.T.) - On the Mechanism of Cavitation Damage. *Trans. A.S.M.E.*, Vol. 77, 1955.

[15] DE HALLER - Recherches sur les corrosions dans les turbines hydrauliques. *Bulletin Escher Wyss*, n° 3, 1933.

[16] HOBBS (J.M.) - *Cavitation Erosion Techniques*. N.E.L., Report n° 69, nov. 1962.

[17] HOBBS (J.M.) - Problems of Predicting Cavitation Erosion From Accelerated Tests A.S.M.E. Publication, paper n° 62, HYD 19, March 1962.

[18] HONEGGER - Test on Erosion Caused by jets. *Revue Brown Boveri*, 1927 et 1936.

[19] WHEELER - *Mechanism of Cavitation Erosion*. Symposium Nat. Phys. Labo. London, 1956.

[20] SCHUMB, PETERS (M.) et MILLIGAN (L.H.) - A new method for studying Cavitation Erosion of Metals. *Metals and Alloys*, Vol. 8, 1937.

[21] LOGAN KERR. - Determination of the Relative Resistance to Cavitation Erosion by the Vibratory Method. *Trans. A.S.M.E.*, Vol. 59, n° 5, Jul. 1937.

[22] RHEINGANS (W.J.) - Accelerated Cavitation Research. *Trans. A.S.M.E.*, 72, 5, p. 705-719, 1950.

[23] PLESSET (M.S.) - *On Cathodic Protection in Cavitation Damage*. Calif. Inst. Techn. Eng. Div, Rep. 85-12, July 1959.

[24] NOLTINGK (B.E.) and NEPPIRAS (E.A.) - Cavitation Produced by Ultrasonics. *Proc. of the Physical Society,* Section B, Vol. 63, 1950.

[25] DEGROIS (M.) et BADILIAN (B.) - Etude sur l'érosion produite par un rayonnement ultrasonore haute fréquence. *C.R. Acad. Sc. Paris,* nov. 1963.

[26] PLESSET (M.S.) - *The Pulsation method for Generating Cavitation Damage.* Calif. Inst. Techn., Report n° 85-22, Dec. 1962.

[27] BEECHING - Resistance to Cavitation Erosion. *Trans. Inst. Eng. and Shipbuilders in Scotland,* Vol. 65, 1941-1942.

[28] POULTER - The Mechanism of cavitation Erosion. On the mechanism of cavitation damage by non hemispherical cavities collapsing in contact with a solid boundary. Trans. A.S.M.E., *Journal Applied Mech.,* 1942.

[29] NAUDE (C.F.) and ELLIS (A.T.) - *Journal of Basic Engineering,* Dec. 1961.

[30] KERR and ROSENBERG - *An Index of Cavitation Erosion by Means of radioisotopes.* Symposium, Nat. Phys. Lab., London, 1958.

[31] RATA (J.M.) - *Erosion de cavitation, Mesure de l'érosion par jauges résistantes.* A.I.R.H., Symposium sur les machines hydrauliques de Nice, sept. 1960.

[32] SCHRÖTER - La corrosion par cavitation. *V.D.I.,* août 1933.

[33] SHALNEV (K.K.) - L'effet d'échelle dans l'érosion de cavitation. *Prikl. Mekl. i Tekh. Fiz.,* 1962, n° 4.

[34] VATER - Prüfung und Verhalten metallischer Werkstoffe gegen Tropfenschlag und Kavitation. *Korrosion und Metallschutz,* Heft 6, Juni 1944.

[35] MOUSSON (J.M.) - Practical Aspects of Cavitation and Pitting. *Edison Electric Institute Bulletin,* Sept. Oct. 1937.

[36] CHILLON (R.) - *Résistance des Matériaux.* Dunod, 1961.

[37] BEECHING - Selecting Alloys to Resist Cavitation Erosion. *Product. Eng.,* Vol. 19, Jan. 1948.

[38] MOUSSON (J.M.) - Pitting Resistance of Metals under Cavitation Conditions. *Trans. A.S.M.E.,* July 1937, Vol. 59, n° 5.

TROISIÈME PARTIE
SYNTHÈSE DES RÉSULTATS

Chapitre I

MÉCANISME DE L'ÉROSION DE CAVITATION

Ce chapitre a pour but de démontrer l'origine essentiellement mécanique de l'érosion à l'aide des résultats théoriques et expérimentaux précédents et de faire le point sur les hypothèses proposées par d'autres auteurs.

A - THÉORIE MÉCANIQUE DE L'ÉROSION

Nous allons examiner les différents aspects du mécanisme de l'érosion, tels qu'ils découlent de nos résultats théoriques d'une part et expérimentaux d'autre part.

1/ Conséquences de l'étude théorique

L'étude théorique nous a montré en détail le mouvement de contraction des bulles de cavitation lorsqu'elles se trouvent soumises à une surpression extérieure. Nous avons vu que ce mouvement libère une certaine énergie, soit sous forme d'une pointe de pression pouvant créer une onde de choc dans le liquide, soit plus vraisemblablement sous forme d'un jet provoqué par la déformation asymétrique des bulles au voisinage d'une paroi. Dans tous les cas, les pressions résultantes devraient dépendre de l'énergie cinétique du liquide autour de la bulle et de tous les facteurs physiques qui affectent cette énergie et dont nous avons étudié l'influence. Nous allons donc comparer ces résultats aux résultats expérimentaux de divers auteurs.

L'évolution de l'érosion en fonction de la température ou de la tension de vapeur présente un maximum correspondant à une tension de vapeur relativement basse et décroît ensuite régulièrement. Les expériences de Nowotny [1] et de Bebchuck [9] montrent que la tension de vapeur joue un rôle important, comme l'indiquent les figures 81 et 82 .

L'étude théorique de l'écrasement des bulles explique bien qu'une augmentation de p_v correspond à une diminution de déséquilibre dynamique $p - p_v$, mais surtout à une augmentation de l'amortissement dû à la vitesse de condensation non instantanée de la vapeur dans la phase finale de contraction.

Nous avons vu que la tension superficielle a tendance à accélérer le mouvement. C'est ce que confirment les résultats expérimentaux de Nowotny [1] sur la figure 83.

Nous avons également étudié le ralentissement extrême dû à la présence d'air dans les bulles. Les expériences de Rasmussen [15] montrent qu'une teneur en air suffisante du liquide peut effectivement diminuer et même supprimer l'érosion (figure 86).

L'étude de la viscosité du liquide se trouve également confirmée par les résultats de Wilson et Graham [10] reportés sur la figure 84, où l'on observe une nette diminution de l'érosion pour des viscosités croissantes.

Enfin, les expériences des mêmes auteurs relatives à l'influence de la compressibilité et de la densité du liquide (figure 85) confirment bien l'évolution prévue par la théorie.

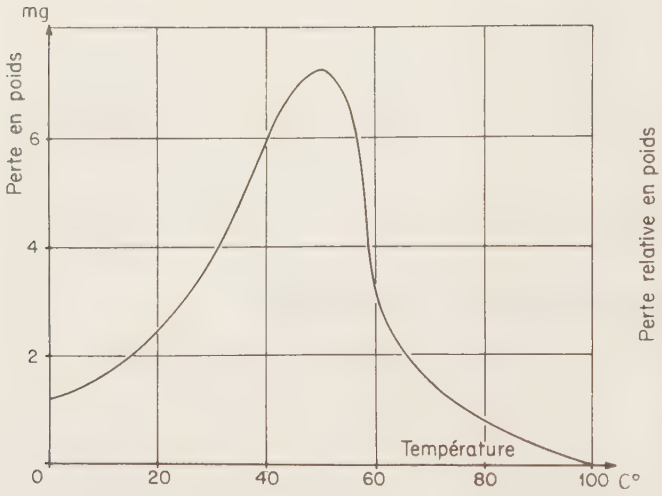


Figure 81 : Erosion d'une éprouvette en fonction de la température pour des intervalles de temps de 10 mn sur un appareil magnétostrictif (d'après Nowotny)

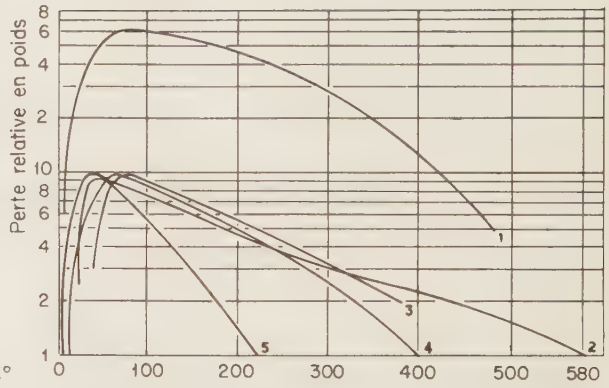


Figure 82 : Influence de la tension de vapeur sur l'érosion (d'après Bebchuk)

1-Eau 2-Alcool 3-Acétone 4-Trichloréthylène
5-Tetrachlorure de carbone

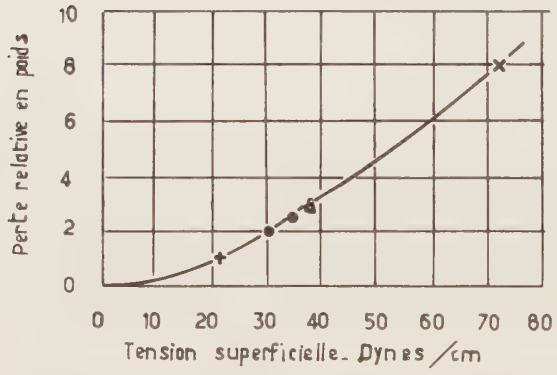


Figure 83 : Influence de la tension superficielle sur l'érosion (d'après Nowotny)
● Toluène ○ Phénol Δ Aniline × Eau + Alcool

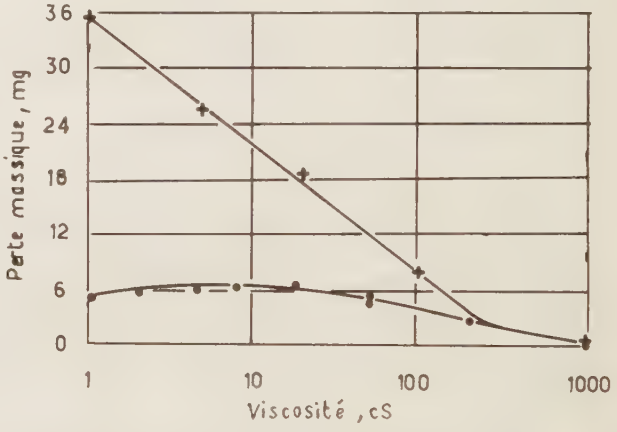


Figure 84 : Influence de la viscosité sur l'érosion d'après Wilson et Graham)
+ Eprouvette d'argent ● Eprouvette d'aluminium

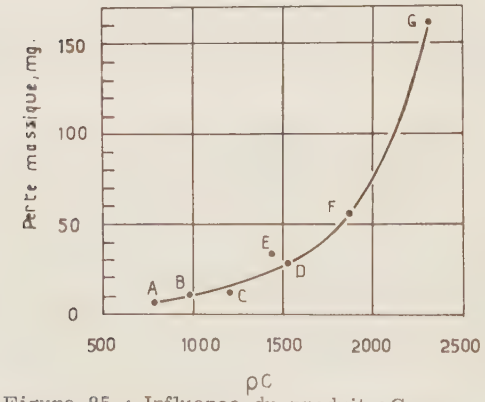


Figure 85 : Influence du produit ρC sur l'érosion (d'après Wilson et Graham)
A-Heptane B-Alcool butylique C-Benzène
D-Aniline E-Eau F-Glycol éthylique
G-Bromoforme.

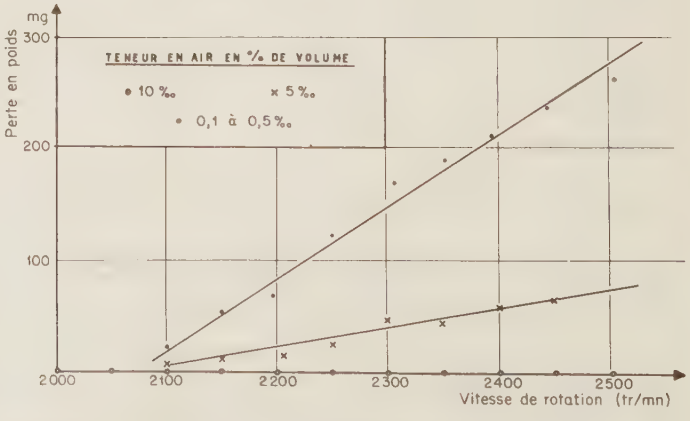


Figure 86 : Erosion pour différentes teneurs en air, sur un disque tournant immergé (d'après Rasmussen)

2/ Conséquences de l'étude expérimentale

Les expériences menées au tunnel de cavitation ont bien mis en évidence le rôle direct de la pression extérieure qui détermine le déséquilibre dynamique des bulles, l'érosion augmentant régulièrement avec cette pression.

Nous avons vu également, grâce aux expériences sur disque tournant, comment on peut assimiler le mécanisme de l'érosion à un phénomène de choc direct dépendant de deux facteurs purement mécaniques : l'intensité et la fréquence des chocs.

L'existence d'un délai d'incubation et le rapprochement avec les expériences de chocs successifs ont bien mis en évidence le rôle du phénomène de fatigue. Ajoutons que les observations métallographiques décèlent bien des failles intercristallines et des dislocations avant toute perte en poids décelable, fait caractéristique du phénomène de fatigue.

Indiquons aussi que l'état des éprouvettes en plomb que nous avons utilisées laisse apparaître une déformation plastique évidente avant toute perte en poids. Il serait évidemment intéressant de mesurer directement les pressions créées par les bulles de cavitation, mais les chercheurs se sont heurtés à des difficultés technologiques ne permettant pas d'obtenir des résultats généraux précis.

Citons cependant les expériences de Jones [8] qui détecta des pressions d'environ 10 000 atmosphères créées par des bulles isolées, ce qui permet d'imaginer facilement une déformation des matériaux.

L'étude de l'influence de la viscosité du jet nous a également laissé entrevoir que l'état de surface du matériau joue un rôle essentiel, les infractuosités pouvant être le siège de fortes pressions, donc de contraintes élevées lors de la pénétration du liquide.

Ces différents points montrent bien le lien étroit existant entre l'érosion de cavitation et l'énergie libérée par les bulles de cavitation et démontrent sans conteste l'origine essentiellement mécanique du phénomène. Nous discuterons cependant, par souci d'équité, la validité des autres théories actuellement proposées.

B - LES AUTRES THEORIES

1/ Théorie chimique et thermo-chimique

Cette théorie impute l'érosion à une action purement chimique du liquide sur le matériau. Certains pensent en outre que l'action chimique se trouve fortement accrue par la présence de hautes températures localisées, soit dans les bulles, soit aux points de déformation du matériau.

Si l'on ne peut nier l'existence de hautes températures dans certains cas [2], il serait illogique d'en conclure à une seule action chimique. Certains matériaux se trouvent parfois oxydés, mais ce phénomène, est tout à fait négligeable à côté de l'attaque mécanique. On peut surtout affirmer que l'érosion de cavitation se produit aussi bien en milieu chimiquement inactif, ce qui détruit toute hypothèse purement chimique.

2/ Théorie électro-chimique

Selon Foltyn [3], l'existence de hautes températures locales donnerait naissance à des micro-courants thermo-électriques et engendrerait ainsi une corrosion électrolytique du métal.

Petracchi [4] pense que la déformation répétée des cristaux adjacents diminue leur polarisation. On aurait ainsi une action chimique plus active aux points subissant les plus fortes contraintes, conformément au mécanisme du phénomène de fatigue.

Ffield [5] a constaté que certains alliages tels que le bronze forment un film protecteur plus électro-négatif que le métal sous-jacent. Les ruptures locales de ce film créeraient donc un effet de pile.

Wheeler [6] fait appel à l'instabilité électro-chimique du réseau cristallin soumis à des déformations locales, en supposant l'existence de points anodiques à potentiel variable entraînant une corrosion électrolytique.

Ces théories n'ont en fait jamais été vérifiées, l'érosion n'ayant pu être éliminée en protégeant les pièces par un courant cathodique. Plesset [11] a même montré que l'on obtenait une atténuation de l'érosion aussi bien par une protection anodique que cathodique. La diminution d'érosion est alors directement liée à l'intensité de courant capable de dégager de l'oxygène ou de l'hydrogène à la surface du matériau. La protection provient alors de l'augmentation de la teneur en gaz du liquide au niveau de la paroi.

Nous sommes donc amené à conclure en faveur de la théorie mécanique de l'érosion sans nier pour autant qu'une action chimique parallèle puisse se manifester en milieu chimiquement actif. Mais c'est là mélanger deux phénomènes distincts.

Chapitre II

PRÉVISION DE L'ÉROSION

L'étude du mécanisme de l'érosion constituait le point de vue du physicien. Nous allons, dans ce dernier chapitre, considérer celui de l'ingénieur, dont le but s'avère plus pratique. Le rôle de ce dernier consiste en effet à utiliser les résultats du physicien afin d'améliorer les conditions d'exploitation des machines, en s'efforçant d'éviter les dégâts causés par la cavitation. Le phénomène de cavitation est en effet difficilement évitable, en pratique, sa suppression complète nécessitant des modifications d'installation fort coûteuses.

Une première solution consiste à employer différents moyens de protection tendant à atténuer l'érosion qui se produirait sans eux. Nous n'étudierons pas ces procédés qui font appel à des disciplines aussi variées que la métallurgie ou la chimie. Nous citerons simplement pour mémoire, l'utilisation d'alliages spéciaux, de recouvrements plastiques, de courants cathodiques et l'injection d'air sous pression.

Une seconde solution, plus rationnelle, consiste à prévoir l'usure que subirait une machine dans des conditions déterminées de fonctionnement et à définir sa constitution et son installation de telle sorte qu'elle ne subisse aucune érosion. Nous exposerons donc comment utiliser nos connaissances sur l'évolution de l'érosion pour prévoir l'érosion subie par une turbomachine prototype à partir d'essais sur modèle réduit.

A - ÉTUDE DES FACTEURS PHYSIQUES INFLUENÇANT L'ÉROSION

L'érosion produite dans un écoulement cavitant dépend de trois éléments : les conditions de l'écoulement, la nature du liquide et celle du matériau solide. Nous analyserons successivement ces trois points.

1/ Conditions d'écoulement

L'écoulement, pour un liquide donné, se trouve défini par la vitesse V, la pression P, la forme et les dimensions des parois. Nous ne raisonnerons dans ce qui suit que sur des écoulements géométriquement semblables, d'où trois paramètres principaux : V, P, L,

L étant une dimension de référence.

a) Influence de la vitesse

Nous avons déjà vu précédemment l'influence importante de la vitesse sur l'érosion (2ème partie, II). e étant l'érosion surfacique, nous avons également précisé que les résultats actuellement publiés pouvaient se résumer par une relation de la forme :

$$e = k\, V^5 \qquad (32\text{-}1)$$

que nous avions remplacée par une relation plus réaliste :

$$e = k\ (V - V_m)^{\alpha(t)} \tag{32-2}$$

nos expériences personnelles donnant $\alpha \# \frac{3}{2}$ dans la zone de forte intensité d'érosion.

b) Influence de la pression

Nous avions remarqué (2ème partie, II) qu'aucun auteur n'avait étudié l'action séparée de la pression statique, les expériences étant généralement faites à σ constant.

L'étude théorique des bulles isolées (1ère partie, IV) nous a montré que l'énergie W libérée par les bulles devait décroître avec la pression, celle-ci contrariant leur expension initiale plus qu'elle ne favorise leur écrasement. Encore ces résultats ne sont-ils valables que dans le domaine des valeurs numériques choisies.

Nos expériences en tunnel de cavitation nous ont au contraire montré une érosion croissant avec la pression. Mais nous avons vu que ce résultat ne tenait que dans un certain intervalle de pression, l'érosion devant nécessairement décroître pour des pressions supérieures, lorsqu'on se rapproche du seuil de cavitation.

Nous ne sommes donc pas en mesure de proposer une relation générale e = e(P). Nous pouvons toutefois écrire pour le type de cavitation étudié et pour un état cavitant suffisamment développé :

$$e = k'\ (P - P_i)^{\beta(t)} \tag{32-3}$$

P_i : pression dans une bulle.

c) Influence des dimensions géométriques

Nous avions trouvé (1ère partie, IV) que l'énergie W libérée par les bulles isolées était proportionnelle à L^3.

En supposant l'érosion proportionnelle à W (nous savons qu'en fait la fréquence intervient) nous pourrions écrire dans le cas de la cavitation par bulles isolées :

$$e = k''\ L^3 \tag{32-4}$$

Il est toutefois possible que cette relation change pour un autre type de cavitation. Notons cependant qu'une étude de Shalnev [14] faite avec des obstacles de diverses grandeurs dans des veines d'essai de diamètre variable, l'a conduit à une relation semblable en L^3 confirmant ses prédiction théoriques.

Nous pouvons donc résumer ces différents résultats en proposant une formule globale :

$$e = k\ (V - V_m)^{\alpha(t)}\ (P - P_i)^{\beta(t)}\ L^{\gamma} \tag{32-5}$$

asservie aux limites mentionnées ci-dessus. Nous insistons en effet sur le fait qu'une telle formule ne s'applique peut-être pas à tous les types de cavitation ni pour tout l'intervalle de variation des valeurs des variables. Seule, une expérimentation plus poussée permettrait de mettre au point une formule plus générale.

La relation (32-5) n'est en fait qu'une forme plus schématique de la relation (22-6) où l'influence du temps se trouvait explicitée.

Ce développement a essentiellement pour but de montrer que l'on pourrait, à partir de données expérimentales suffisamment nombreuses, trouver une relation générale :

$$e = e\ (V,\ P,\ L,\ t) \qquad (32\text{-}6)$$

2/ Nature du liquide

Le liquide intervient évidemment par ses différentes propriétés physiques et chimiques. L'étude que nous avons faite, aussi bien théorique qu'expérimentale, nous a montré comment pouvaient intervenir : la tension de vapeur, la tension superficielle, la viscosité, la densité, la compressibilité, la teneur en air, la température du liquide. Plusieurs auteurs ont étudié l'influence de ces différents facteurs.

a) Tension de vapeur (P_v)

L'étude théorique des bulles a montré que la pression de vapeur P_v intervient de deux manières différentes. Une augmentation de P_v correspond en effet à une diminution du déséquilibre dynamique initial $P - P_v$ qui crée l'écrasement des bulles. Mais une augmentation de P_v correspond aussi à un accroissement de la teneur en gaz des bulles, dans la phase finale d'écrasement, la vapeur amortissant alors le mouvement comme pourraient le faire les gaz non dissous dans le liquide.

Bebchuck [9] a mis en évidence l'influence de la tension de vapeur représentée sur la figure 82 que nous avions déjà discutée.

b) Tension superficielle (A)

Nos calculs ont montré (1ère partie, I) comment la tension superficielle pouvait accélérer l'écrasement d'une bulle. Elle peut également diminuer son instabilité et la rendre plus sphérique (1ère partie, IV). Nowotny [1] a en effet mis en évidence une augmentation de l'érosion avec la tension superficielle comme l'indique la figure 83.

c) Viscosité (μ)

L'étude théorique (1ère partie, II) nous a montré que la viscosité ralentissait le mouvement des bulles. L'étude de l'érosion dans un jet nous a apporté un résultat supplémentaire, à savoir que la viscosité intervient dans l'action directe du jet final des bulles contre la paroi. Cette double influence se trouve représentée sur la figure 84 établie d'après les résultats de Wilson et Graham [10].

d) Densité (ρ)

La formule (12-10) montre que l'énergie libérée par une bulle croît proportionnellement à la densité du liquide. Le choc direct du jet sur la paroi dépend également de ρ (formule (21-1). Wilson et Graham vérifièrent effectivement des érosions plus fortes avec des liquides plus denses.

e) Compressibilité

Nous avons vu que la vitesse d'écrasement des bulles doit décroître pour des compressibilités croissantes du liquide. Wilson et Graham ont obtenu les résultats de la figure 85 en fonction du produit ρC, C étant la vitesse du son dans le liquide.

f) Teneur en air du liquide (α)

L'étude de l'écrasement des bulles contenant de l'air nous a montré que l'énergie finale se trouve grandement affectée par la présence de gaz interne. Des expériences faites par Rasmussen [15] dans de l'eau présentant différentes teneurs en air, ont donné les résultats de la figure 86.

g) Température du liquide (T)

La température du liquide intervient dans la mesure où elle modifie toutes les grandeurs précédemment citées et notamment la tension de vapeur. Nous retrouvons bien sur la figure 81 une influence semblable à celle de la figure 82.

h) Nature chimique du liquide

La nature chimique du liquide influence directement la corrosion chimique ou électrochimique qui accompagne l'érosion mécanique proprement dite. Nous savons que le milieu environnant agit également sur la limite de fatigue du matériau.

Swaring, Preiser et Thiruvengadam [16] ont montré qu'en milieu corrosif, l'intensité d'érosion croît beaucoup plus que ne le laisserait supposer une simple corrosion additionnelle.

Plesset [17] mit également en évidence le rôle du milieu corrosif en faisant varier le temps d'immersion d'une éprouvette pour une même durée de cavitation par magnétostriction. L'éprouvette, se trouvant soumise à des périodes alternées de cavitation et de repos, laissait alors apparaître une érosion plus grande qu'en cavitation continue.

L'étude des différentes caractéristiques du liquide laisse donc entrevoir, au moins qualitativement, comment peut varier l'érosion lorsqu'on passe d'un liquide à un autre. Il serait évidemment souhaitable de trouver une relation $e = e\ (P_v, A, \mu, \rho, c, \alpha, T)$.

Nous nous bornerons, dans ce qui suit, à comparer des turbomachines véhiculant le même liquide.

3/ Nature du matériau

Le matériau intervient à la fois par ses propriétés mécaniques et physico-chimiques, qui ne sont d'ailleurs pas indépendantes.

a) Propriétés mécaniques

Il est en effet délicat d'attribuer la résistance d'un matériau à telle ou telle de ses propriétés mécaniques étant donné leur interaction.

De façon générale, Rheingans [17], Mousson [18], Plesset et Ellis [19] ont montré que la résistance augmente avec la dureté du matériau.

Mousson [18] a également montré la corrélation qui existait entre la résistance à l'érosion et l'aptitude du matériau au durcissement mécanique.

La résistance semble également augmenter avec la limite élastique et la limite de rupture.

b) Propriétés physico-chimiques

Il semble y avoir une relation étroite entre la résistance à l'érosion et la structure cristalline du matériau, la taille et la forme des grains métalliques, la présence d'inclusions qui sont des discontinuités de structure, la nature et la proportion des constituants.

L'état de surface joue enfin un rôle prédominant.

Les différents caractères sont passés en revue par Eisenberg [12]. Il ressort de cette étude qu'on ne peut déterminer une loi quantitative précise donnant la résistance à l'érosion en fonction des principales caractéristiques du matériau.

Aussi la méthode que nous exposerons utilise-t-elle le métal constituant la machine prototype.

B - MÉTHODE DE PRÉVISION

Il s'agit, comme nous l'avions indiqué au début de ce chapitre, d'être en mesure de prévoir l'érosion que pourrait subir une turbomachine prototype lors de son fonctionnement.

Il faut tout d'abord connaître ses conditions générales d'exploitation : conditions d'écoulement, nature du liquide et du matériau. On peut alors aisément disposer du même liquide et du même matériau, mais il reste à recréer en laboratoire les conditions réelles d'écoulement.

Différentes méthodes expérimentales d'étude de l'érosion s'offrent à nous. Les plus pratiques sont incontestablement les procédés de cavitation accélérée (ultra-sons, magnétostriction, disque tournant) mais on ne sait pas relier leurs paramètres à ceux d'un écoulement. Il faut donc disposer d'un circuit hydraulique.

Mais il est alors exclu de recréer exactement les conditions réelles d'écoulement (forme, dimensions, pression, vitesse) pour des raisons pratiques d'installation. On opèrera donc en similitude. Nous raisonnerons par la suite sur des turbines hydrauliques, étant donné que nous disposions de modèles au laboratoire de Chatou. Les résultats s'étendront facilement aux autres turbomachines. La méthode proposée comprend les différentes étapes suivantes.

1/ Essai sur modèle réduit

L'essai sur modèle réduit permet de créer des figures de cavitation semblables à celles se produisant sur le prototype en des points de fonctionnement analogues. Supposons que les deux turbines présentent alors une même valeur du nombre de Thoma σ_t. Les conditions d'érosion, elles, seront totalement différentes.

Appelons P, V, L les pression, vitesse et dimension caractéristiques de la machine prototype ; p, v, l, celles du modèle. La formule (32-5) permet d'écrire pour une durée t d'expérience :

$$E = e \left(\frac{V - V_a}{v - v_a}\right)^{\alpha(t)} \left(\frac{P - P_i}{p - p_i}\right)^{\beta(t)} \left(\frac{L}{l}\right)^{\gamma} \qquad (32\text{-}7)$$

La connaissance de e, érosion sur modèle, devrait conduire directement à celle de E sur le prototype. La difficulté réside en ce que les conditions p, v, l, ne permettent généralement pas d'observer d'érosion sur le modèle lorsque celui-ci est construit avec le même matériau que le prototype. On est alors obligé de disposer judicieusement sur le modèle des éprouvettes constituées d'un matériau beaucoup moins résistant. On observe alors une érosion e' (p, v, l, t).

La formule (32-5) appliquée à e' pour le nouveau matériau, conduit à E', érosion que subirait ce matériau dans les conditions de fonctionnement du prototype. Il s'agit, connaissant E', de recréer ces conditions réelles d'érosion.

2/ Essai de cavitation accélérée

Les conditions d'érosion sur modèle n'étant pas assez sévères, nous pouvons utiliser un dispositif tel que le disque tournant dans un jet. Il suffit alors de trouver la vitesse N tr/mn et le nombre de jets J conduisant à une évolution E'(t) semblable à celle calculée.

L'érosion E' se caractérise par une période d'incubation τ_o et une période de faible intensité τ_1. La connaissance de τ_o et τ_1 conduit à celle de N et f (fréquence des chocs) d'après les courbes de la figure 72 donc à N et J.

Ayant trouvé les paramètres créant une érosion identique à celle qui serait observée sur le prototype et pour le matériau peu résistant, il ne reste plus qu'à remplacer ce dernier par le matériau constituant la machine réelle. On observe alors directement son comportement.

Pour un seul essai sur modèle, on peut prévoir l'érosion en différents points de fonctionnement de la turbine prototype, car à partir d'une valeur e' on obtient plusieurs érosions E' correspondant à différents couples de valeurs (P, V).

Les essais d'érosion par choc direct ont été décrits en détail. Il nous reste donc à voir comment mener des essais sur modèle de turbine.

C - ESSAIS D'ÉROSION SUR MODÈLE RÉDUIT

1/ Installation

a) La plate-forme d'essais

Nous avons utilisé la plate-forme de turbines Kaplan à axe vertical de la Station d'Essais de Turbines du Laboratoire de Chatou. Cette installation présente les caractéristiques suivantes (figure 87) :

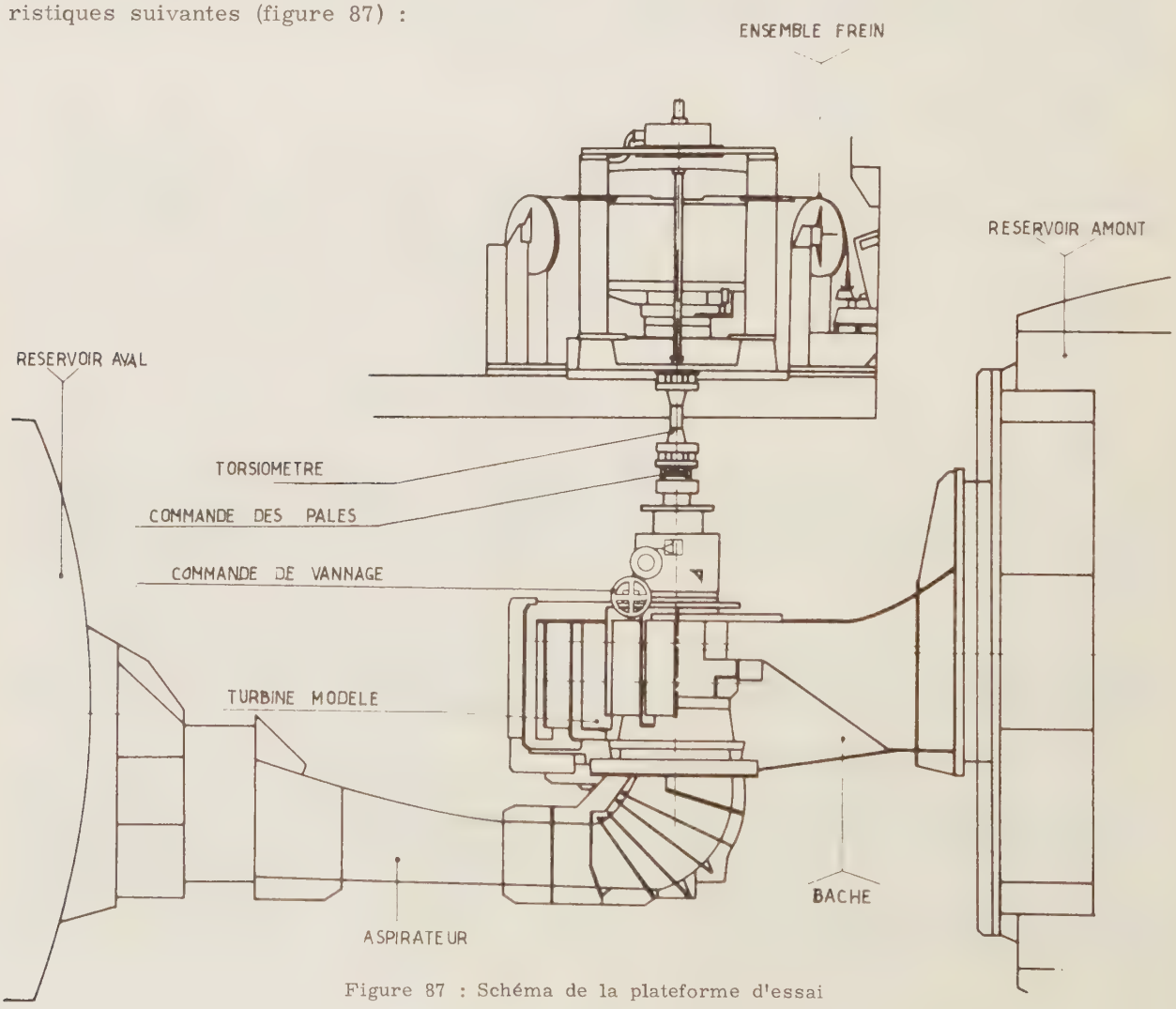


Figure 87 : Schéma de la plateforme d'essai

- Une ceinture en plexiglas permet d'observer la cavitation par voie stroboscopique ou photographique.

- Le circuit comporte deux pompes de circulation permettant d'atteindre une chute de 4 m, soit des vitesses relatives sur les pales de 7 m/s.

- On peut faire varier l'angle d'ouverture du distributeur afin de modifier la géométrie des cavités.

- L'étendue de la cavitation se règle avec σ_T en modifiant la pression statique dans la cuve aval.

b) La méthode de mesure

Nous avons essayé de détecter l'érosion de façon continue, vu les difficultés de démontage de l'ensemble, par l'intermédiaire de jauges résistantes. La méthode a été exposée précédemment (2ème partie, I et II).

Dans le cas présent, il fallait en outre assurer des contacts tournants entre les fils venant des jauges et ceux allant au pont de Wheatstone, ce qui a été réalisé à l'aide d'un collecteur à mercure.

Une méthode semblable à celle utilisée au tunnel hydrodynamique avec des jauges en lamelles de plomb a été utilisée. Mais elle ne conduisit à aucun résultat, les jauges étant rapidement arrachées de leur support.

Nous avons également utilisé une méthode légèrement différente, exposée par Rata [20], et qui consiste à utiliser une lamelle de laiton, ou de zinc déposé au pistolet. Cette lamelle, de 0,02 mm d'épaisseur, de 4 mm de largeur et 60 mm de longueur, est collée sur l'extrados de la pale dans des saignées usinées à cet effet de façon que sa surface coïncide avec celle de la pale, comme l'indique la figure 88. Le collage des jauges s'effectue avec de l'araldite 103. La colle recouvre les extrémités des jauges pour éviter tout arrachement de celles-ci.

Chaque jauge constitue une branche d'un pont de Wheatstone. A chaque jauge active correspond une jauge de compensation collée sur l'intrados de la pale et entièrement recouverte de colle, de façon à laisser apparaître le profil initial de la pale. De chaque extrémité des jauges part une liaison électrique en fil émaillé de 0,2 mm inséré dans la pale. Nous avons ainsi collé 8 couples de jauges représentées sur la figure 89.

Aux huit couples de jauges collées, correspondent 8 voies conductrices remontant jusqu'au collecteur à travers le moyeu et l'arbre. On a utilisé un pont Sexta à huit voies, alimenté en courant alternatif B.F.

La tension de déséquilibre, amplifiée et démodulée, peut être lue sur un cadran donnant les variations relatives de résistance $\Delta R/R$ avec une précision de 10^{-6}.

2/ Marche des essais

Nous avons commencé par faire des mesures en régime non cavitant afin de détecter les variations étrangères à l'érosion. Les figures 90 et 91 montrent la variation de $\Delta R/R$ au cours du temps en régime non cavitant. Cette évolution peut provenir de variations de capacité ou de température dans le circuit.

Nous avons ensuite fait des essais en régime cavitant en vue de déceler l'érosion possible. Nous pouvions, dans ces expériences, faire varier l'aspect de la cavitation en changeant l'ouverture du distributeur ou la chute.

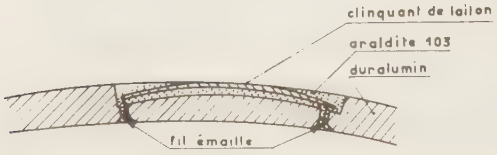


Figure 88 : Mode de fixation d'une jauge

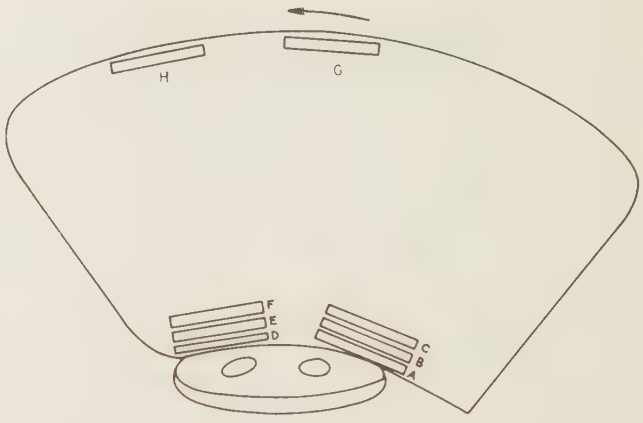


Figure 89 : Disposition des jauges sur la pale

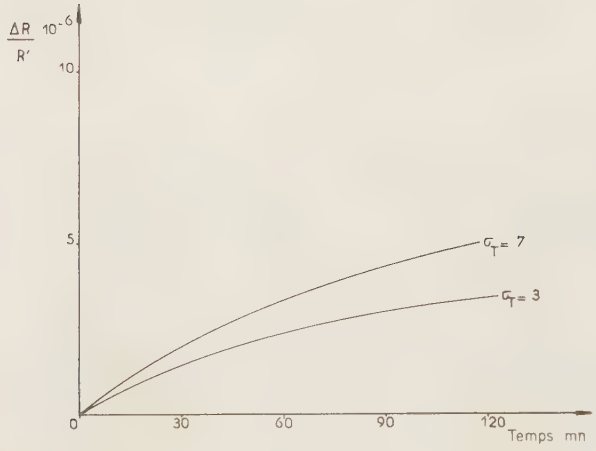


Figure 90 : Variation de résistance de la jauge B en régime non cavitant

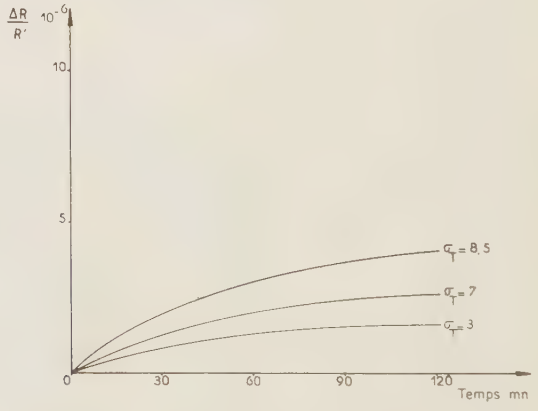


Figure 91 : Variation de résistance de la jauge D en régime non cavitant

a) Observations

Les différents régimes de cavitation produits laissaient apparaître les figures suivantes :

La cavitation débutait pour $\sigma = 2,2$ par une poche se formant au congé de raccordement du moyeu et recouvrant les jauges A, B, C, D en partie comme le montre la figure 92.

Pour $\sigma = 2$, en réduisant l'ouverture du distributeur, la poche se rétrécit comme l'indique la figure 93.

A partir de $\sigma = 1,6$ on note une légère cavitation marginale (figure 94).

Enfin, pour $\sigma = 0,8$ on a pu obtenir une cavitation extrêmement développée avec formation d'une lame sur le bord d'attaque (figure 95).

Aspects de la figure de cavitation

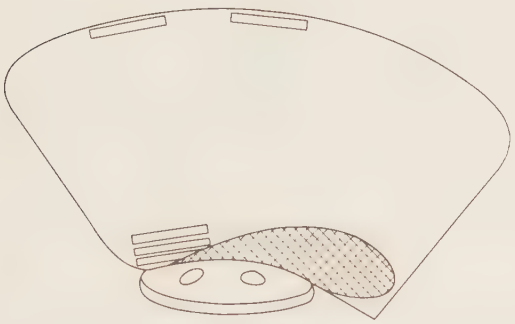


Figure 92

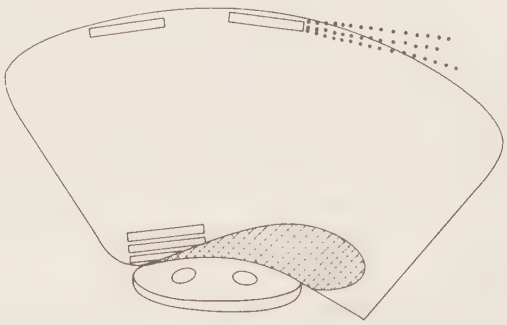


Figure 94

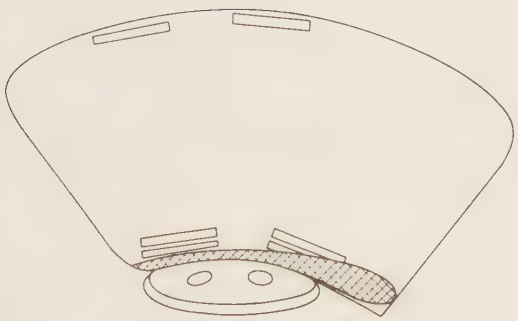


Figure 93

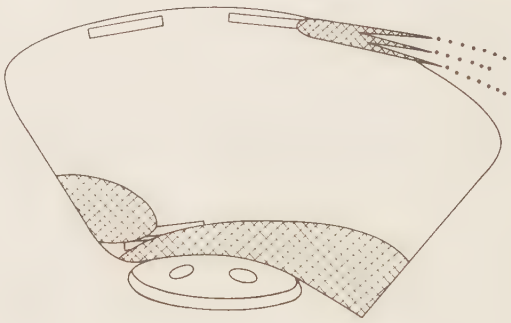


Figure 95

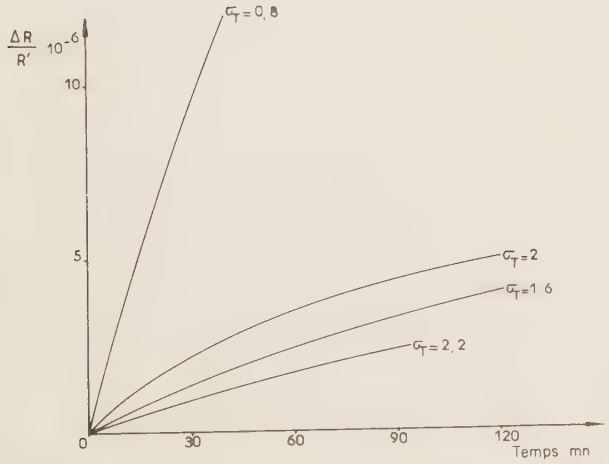


Figure 96 : Variation de résistance de la jauge B en régime cavitant

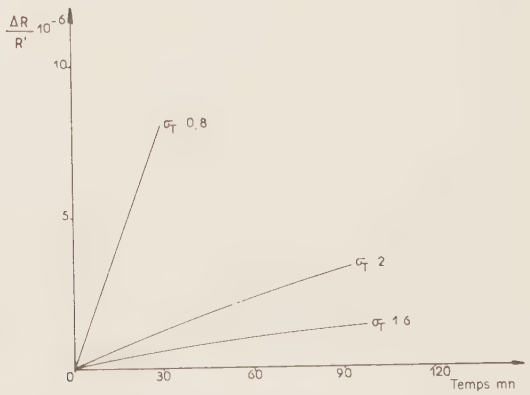


Figure 97 : Variation de résistance de la jauge D en régime cavitant

b) Résultats

On peut remarquer sur les figures 96 et 97 que la cavitation de $\Delta R/R$ en fonction du temps est peu différente en régime cavitant ou non cavitant, excepté pour $\sigma = 0,8$ où les jauges B et D ont pu subir un début d'attaque. Leur aspect après les essais était difficile à analyser, étant donné les dépôts salins qui recouvraient partiellement les jauges. On peut noter que les deux jauges qui montrèrent une variation de résistance sont en métal déposé et présentent une surface plus rugueuse que celle des jauges en laiton usiné.

Ces essais avaient pour but de détecter l'existence possible d'érosion sur modèle réduit. Les résultats actuels sont cependant trop partiels pour mesurer avec précision la quantité e'(t) définie plus haut.

Nous avons également essayé de faire des observations d'érosion sur une pâte à base de litharge et de glycérine, mais là encore l'adhérence du produit n'était pas suffisante.

Nous pensons que la solution réside soit dans la mise au point de matériaux fragiles et facilement collables, soit dans l'obtention de conditions plus sévères sur modèle réduit.

CONCLUSION DE LA TROISIÈME PARTIE

La dernière partie de cette étude nous a permis, d'une part, de situer les résultats des deux premières parties par rapport à l'état actuel des connaissances, et d'autre part, de voir l'utilisation pratique qu'on pourrait en faire.

Il nous est d'abord apparu que la destruction mécanique est essentiellement à la base de l'érosion, ce que confirment tous nos résultats théoriques et expérimentaux relatifs à l'influence des différents facteurs physiques.

Nous avons ensuite montré comment l'ingénieur pouvait exploiter les résultats du physicien pour déterminer ou prévoir de façon pratique l'érosion que peut subir une turbomachine prototype. Il suffit en effet de mesurer l'érosion produite sur modèle et d'établir une estimation quantitative de l'effet d'échelle, avec toutefois certaines limites actuelles dues à un manque de résultats expérimentaux et aux difficultés technologiques rencontrées.

BIBLIOGRAPHIE DE LA 3ème PARTIE

[1] NOWOTNY (H.) - Werkstoffzerstörung der Kavitation. *Zeit. Ver. Deut. Ing.*, Berlin, 1942.

[2] GRIFFING and SETTE - Luminescence Produced as a Result of Intense Ultrasonic Waves. *Journ. of Chemical Physics*, n° 3, March 1953.

[3] FOLTYN (V.) - Cathodic Protection Against Cavitation Corrosion. *Strojirenstvi*, Vol. 2, n° 9, Czechoslovakia, Sept. 1952.

[4] PETRACCHI - Interne All'interpretazione del Processo di Corrosione per Cavitazione. *La Metallurgia Italiana*, Vol. 41, janv. févr. 1949.

[5] FFIELD (P.), MOSHER and O'NEIL - Some Aspects of Propeller Deterioration and its Prevention. *Soc. of Naval Arch. and Marine Engineers*, May 1956.

[6] WHEELER (W.H.) - Indentation of metals by cavitation. *Trans. A.S.M.E., Journ. Basic Eng.*, April 1959.

[7] PLESSET (M.S.) - *On physical Effects in Cavitation Damage.* Proc. Colloquium : Verformung und Fliessen des Festkorpers, Berlin, 1956.

[8] JONES (I.R.) - *The Measurement of the Pressure due to the Collapse of Cavities in Liquids.* University of Wales, England, 1958.

[9] BEBCHUK (A.S.) - The Problem of Cavitational Damage to Solid Bodies. *Soviet Physics-Acoustics*, Vol. 3, 1957.

[10] WILSON and GRAHAM - Cavitation of metal Surfaces in Contact with Lubricants. *Inst. of Mechan. Engin.*, London, Oct. 1957.

[11] PLESSET (M.S.) - *On Cathodic Protection in Cavitation Damage*. Calif. Inst. Tech., Rep. 85, Nov. 1958.

[12] EISENBERG - *Cavitation Damage*. Hydronautics, Techn. Rep. n° 233, Dec. 1963.

[13] THIRUVENGADAM - *Intensity of Cavitation Damage Encountered in field Installations*. Symposium A.S.M.E., Chicago, Nov. 1965.

[14] SHAL'NEV - L'effet d'échelle dans l'érosion de cavitation. *Prikl. Mekl. i Tekh. Phiz.*, 1962, n° 4.

[15] RASMUSSEN - *Some Experiments on Cavitation Erosion in Water mixed With Air*. Symposium, Nat. Phys. Lab., London, 1956.

[16] SWARING, PREISER and THIRUVENGADAM - *On the role of Corrosion in Cavitation Damage*. Hydronautics, Techn. Rep., n° 233-4, Feb. 1964.

[17] RHEINGANS - Accelerated Cavitation Research. *Trans. A.S.M.E.*, Vol. 72, n° 5, July 1950.

[18] MOUSSON - Pitting Resistance of Metals under Cavitation Conditions. *Trans. A.S.M.E.*, July 1937, Vol. 59.

[19] PLESSET and ELLIS - On the Mechanism of Cavitation Damage. *Trans. A.S.M.E.*, Vol. 77, Oct. 1955.

[20] RATA - *Mesure de l'Erosion de Cavitation par jauges résistantes*. A. I. R. H. Symposium sur les Machines Hydrauliques, Nice, sept. 1960.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au moment de conclure cette étude, nous voudrions insister sur l'étendue du problème qui nous a été confié et dont nous avons abordé plusieurs aspects.

Nous avons pu nous rendre compte de l'abondance des publications relatives à l'érosion de cavitation, bien que la liste des références bibliographiques ne soit pas exhaustive. Il apparaît cependant, au terme de ce recensement, que bien des problèmes restent en suspens, si bien qu'en guise de conclusion, nous voudrions définir l'orientation des recherches que nous aurions aimé poursuivre.

Auparavant, nous soulignerons toutefois les points particuliers auxquels nous avons abouti et qui, en débit de leur disparité, ajoutent quelques maillons à l'enchaînement des connaissances actuelles en la matière.

Nous avons tout d'abord tenu à présenter une synthèse aussi complète que possible de l'étude théorique du comportement des bulles de cavitation en détaillant un par un les différents facteurs influençant le phénomène, afin de mettre pleinement en évidence son aspect dynamique qui est à la base de la théorie mécanique de l'érosion. Nous avons donc été amené à reprendre les études des différents auteurs en tenant compte de facteurs jusqu'ici négligés et en proposant une étude théorique nouvelle des bulles dans un écoulement.

En second lieu, nous nous sommes efforcé d'étudier le phénomène expérimentalement, dans une optique nouvelle consistant à séparer au maximum les facteurs physiques. Nous avons ainsi été conduit à établir une relation quantitative liant l'érosion aux paramètres de l'écoulement, en rectifiant certaines lois jusqu'ici adoptées et en expliquant le rôle séparé de chaque facteur. Nous avons pu également analyser les liens étroits existant entre l'érosion de cavitation et le phénomène de chocs répétés, tout en apportant une explication à certains mécanismes jusqu'ici incompris.

Sur la base de ces résultats théoriques et expérimentaux, nous avons finalement conclu à l'origine essentiellement mécanique de l'érosion de cavitation et à la fragilité des autres théories.

Enfin, nous avons utilisé ces résultats pour élaborer une méthode de prévision de l'érosion dans les turbomachines prototypes à partir d'essais sur modèle. Ce dernier point nous semble justifier à lui seul, par son intérêt pratique, les développements qui précèdent.

A présent, il nous faut constater que le mécanisme de l'érosion est encore loin d'être connu dans tous ses détails. Nous avons assez insisté sur le comportement des bulles de cavitation pour montrer qu'une prochaine étape devrait consister à analyser le comportement exact des cavités dans un écoulement en tenant compte des différentes influences perturbatrices telles que : la turbulence, la couche limite, la densité des bulles, les instabilités, etc.

Les progrès seront encore plus décisifs lorsque l'on aura étudié expérimentalement l'action détaillée des différentes grandeurs physiques qui interviennent dans chaque type de cavitation. Alors seulement, on sera en mesure d'établir des lois d'effet d'échelle et un critère global d'érosion.

Enfin, l'exploitation rationnelle d'une méthode de prévision de l'érosion ou de procédés de protection, nécessite encore de nombreuses recherches technologiques.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

HYDROÉLASTICITÉ

Vu et approuvé :
Paris, le 21 juin 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 328
1967

Le Directeur de la Publication : R. HONORÉ